ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBER MIT FELDEMISSIONSKATHODE

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Gerd Benner
aus Kirchheim/Teck

1985

ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBER MIT FELDEMISSIONSKATHODE

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Gerd Benner
aus Kirchheim/Teck

1985

Tag der mündlichen Prüfung:	24. Juli 1985
Dekan:	Prof.Dr.G.Staudt
1. Berichterstatter:	Prof.Dr.R.Speidel
2. Berichterstatter:	Prof.Dr.K.H.Herrmann

A B S T R A C T

Benner, Gerd

ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBER MIT FELDEMISSIONSKATHODE

Ein Elektronenstrahlschreiber mit Feldemissionsstrahlerzeuger für 30 kV wurde konstruiert, aufgebaut und experimentell untersucht. Der Strahlerzeuger beinhaltet eine UHV-dicht gekapselte Magnetlinse auf Hochspannungspotential, die den vorbeschleunigten Elektronenstrahl fokussiert, bevor er mit kleiner Apertur durch das Nachbeschleunigungssystem tritt, woraus eine Minimierung der Bildfehler des Strahlerzeugers resultiert. Mit einer Zr-O-W<100>-Kathode im Niedertemperaturbetrieb (1200 - 1400 K) konnten bei einer Strahlerapertur von 10^{-2} rad stabile Sondenströme von bis zu einigen 10^{-7} A erreicht werden. Wie erwartet, ergibt sich der maximale Richtstrahlwert im paraxialen Bereich bei einer Quellenbildlage im Beschleunigungsfeld. Bei einem Sondenstrom von 10^{-8} A wurde ein Radius der virtuellen Quelle der Zr-O-W-Kathode von 17 nm gemessen. Für Sondenströme im Bereich von 3×10^{-8} A bis 7×10^{-8} A ist der paraxiale Richtstrahlwert des Strahlerzeugers nahezu konstant und beträgt ca. 8×10^{7} A/cm² sr. Für höhere Sondenströme verursacht die Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Strahl ein starkes Anwachsen der Quellengröße und damit ein rasches Absinken des Richtstrahlwerts.

Die Eignung des Elektronenstrahlerzeugers mit Zr-O-W<100>-Feldemitter für ein rasterndes Lithographiesystem konnte in einem Mikroschreiber mit einfachem elektronenoptischen Aufbau nachgewiesen werden. Die mit dem System erreichte Linienzahl von 12500 läßt sich bei dynamischer Korrektur der Bildfeldwölbung auf über 20000 steigern. Anhand einer direkt im Kollodium belichteten Tübinger Stadtansicht konnte das axiale Auflösungsvermögen und die Stabilität des Mikroschreibers gezeigt werden. Strukturen von nur wenigen 100 nm sind sauber aufgelöst. Belichtungszeiten von 30 min und länger sind möglich.

INHALTSVERZEICHNIS

		Seite
1.	E I N L E I T U N G	1
2.	VERGLEICH VON FELDEMISSIONS- UND THERMISCHEN KATHODEN IN DER ELEKTRONENSTRAHL-LITHOGRAPHIE	4
3.	FELDEMISSIONS-STRAHLERZEUGUNGSSYSTEME	6
	a) Beschreibung der Optik eines FE-Strahlerzeugers	6
	b) Technische Realisierung von FE-Strahlerzeugungssystemen	8
	c) FE-Quellen	10
	d) Vergleich eines elektrostatischen FE-Systems mit einem FE-System mit magnetischer Vorbeschleunigungslinse	12
4.	BERECHNUNG UND OPTIMIERUNG EINES STRAHLERZEUGUNGSSYSTEMS FÜR HOCHSTROM-FELDEMISSIONSKATHODEN	16
5.	KONSTRUKTION UND BAU DES 30-keV-ELEKTRONENSTRAHLERZEUGUNGSSYSTEMS MIT FELDEMISSIONSKATHODE	23
	a) Mechanischer Aufbau	23
	b) Elektrische Versorgung	28
6.	ERSTE EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN AM 30-keV-ELEKTRONENSTRAHLERZEUGUNGSSYSTEM	30
7.	EINBAU EINER OPTIMIERTEN MAGNETISCHEN LINSE IN DEN VORBESCHLEUNIGUNGSBEREICH DES ELEKTRONENSTRAHLERZEUGUNGSSYSTEMS UND EINER Zr-O-W-KATHODE	37

Seite

8. MESSUNG DES MITTLEREN RICHTSTRAHLWERTS DES ELEKTRONENSTRAHLERZEUGERS 41

a) Meßanordnung 41

b) Messung des mittleren Richtstrahlwerts als Funktion der Quellenbildlage im Beschleunigungsfeld 43

c) Messung der Quellengröße und des Richtstrahlwerts als Funktion des Sondenstromes 44

d) Schlußfolgerung 47

9. PRINZIPIELLE ÜBERLEGUNGEN ZUM AUFBAU DES ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBERS 50

a) Abbildungssystem 50

b) Ablenkstrategie 53

c) Schematischer Aufbau des Elektronenstrahlschreibers 55

10. AUFBAU DES ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBERS 57

a) Ablenksystem 57

b) Verkleinerungslinse 62

c) Anordnung von Magnetlinse und Ablenksystem 65

d) Objekttisch 66

e) Detektoranordnung 67

f) Ansteuerung des Elektronenstrahlschreibers 68

g) Gesamtansicht des Elektronenstrahlschreibers 68

11. BETRIEB UND JUSTIERUNG DES ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBERS 70

a) Scharfstellverfahren 70

b) Astigmatismuskorrektur 71

c) Belichtung 72

12. ERSTE AUFZEICHNUNG IM ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBER MIT FELDEMISSIONSKATHODE 73

a) Belichtung eines Testmusters 73

b) Linienzahl des Mikroschreibers 78

c) Bildaufzeichnung 80

Seite

13. VERFAHREN ZUR HERSTELLUNG VON DÜNNSCHICHT-BLENDEN 84

14. HERSTELLUNG UND ERPROBUNG VON ANISOTROP GEÄTZTEN BLENDEN UND KANTEN FÜR DIE ELEKTRONENOPTISCHE ANWENDUNG 88

15. HERSTELLUNG VON KONTAMINATIONSSPITZEN UND FREITRAGENDEN MIKROSTRUKTUREN MIT HILFE DES ELEKTRONENSTRAHLS 92

16. ZUSAMMENFASSUNG 100

17. LITERATURVERZEICHNIS 102

1. EINLEITUNG

Der verstärkte Trend in der Mikroelektronik zu hochintegrierten Schaltkreisen stellt immer höhere Anforderungen an die Auflösung, die Genauigkeit und die Maßhaltigkeit der strukturerzeugenden Abbildungssysteme. Prinzipiell können diese Anforderungen auch im sub-µm-Bereich von elektronenoptischen Systemen befriedigt werden, sowohl von Projektions- als auch von rasternden Lithographiesystemen.

Während Projektionssysteme unter Verwendung einer Maske die gesamte Schaltkreisstruktur gleichzeitig auf das Substrat übertragen, wird bei einem rasternden System die Struktur durch einen fokussierten Elektronenstrahl punktweise, oder durch einen geformten Elektronenstrahl (shaped-beam) feldweise auf dem Substrat aufgezeichnet. Da hier keine starre Maske erforderlich ist, sind diese Systeme sehr flexibel. Aufgrund der punktuellen Aufzeichnung sind Elektronenstrahlschreiber relativ langsam, so daß sie in der VLSI (Very Large Scale Integration)-Technologie hauptsächlich zur Herstellung von Masken für kundenspezifische Verdrahtungen der Halbleiterbauelemente und bei der Fertigung kleinerer Stückzahlen von hochintegrierten Schaltkreisen in Betracht kommen.

Während es bei der Maskenprojektion mehrere konkurrierende Verfahren gibt, ist zur Maskenherstellung ein Elektronenstrahlschreiber unentbehrlich. Die vier wesentlichen elektronenoptischen Anforderungen, die an einen Elektronenstrahlschreiber gestellt werden, sind:

- Hohe, stabile Strahlströme, um die Schreibzeit zu minimieren, was auch zu einer Verringerung der Langzeitstabilitätsanforderungen führt.
- Sondengrößen von einigen 100 nm bei möglichst großer Strahlablenkung.

- Große verzeichnungsfreie Schreibfelder mit einer Kantenlänge von einigen mm.
- Lange Lebensdauer der Kathoden.

Die zur Zeit hauptsächlich verwendeten Elektronenstrahlschreiber haben thermisch betriebene W- oder LaB_6-Kathoden. Vom Einsatz der Feldemissionsquellen erhofft man sich einige Vorteile. Ein für die Elektronenstrahllithographie geeignetes Hochstrom-Feldemissions-Strahlerzeugungssystem wurde von Veneklasen und Siegel [3] vorgeschlagen. Eine Magnetlinse auf Hochspannungspotential fokussiert den Elektronenstrahl, bevor er mit kleiner Apertur durch das Nachbeschleunigungssystem tritt. Die ersten experimentellen Systeme wurden von Kuo [6] und Troyon [7] realisiert. Die verwendete sauerstoffprozessierte W<100>-Kathode liefert Sondenströme im Bereich von 10^{-8} A bei einem Rauschen von ca. 5 %. Auch lagen die gemessenen Quellengrößen über den theoretisch erwarteten Werten. Da es nicht möglich war, die Elektronensonde bei hohen Vergrößerungen zu betrachten, konnte keine genaue Erklärung dieser Ursache angegeben werden. Bei der Firma Hewlett-Packard wurde von Kelly, Groves und Kuo [28] ein Elektronenstrahlschreiber mit thermischer Feldemissions-Kathode für 1-µm-Strukturen entwickelt. Durch die Verwendung einer Abschirmelektrode in Kathodennähe und die Beschränkung auf eine Strahlspannung von 20 kV, konnte auf ein Nachbeschleunigungssystem verzichtet werden. Eine Magnetlinse außerhalb des Vakuums am Strahlerzeuger fokussiert den Elektronenstrahl. Mit der eingesetzten Zr-O-W<100>-Kathode konnten Sondenströme bis 600 nA erreicht werden, wobei für Sondenströme > 100 nA ein starkes Anwachsen des Sondendurchmessers beobachtet wurde, das durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Strahl verursacht wurde.

In der vorliegenden Arbeit wird die Konstruktion, der Bau und die Erprobung eines Feldemissions-Strahlerzeugungssystems mit magnetischer Vorbeschleunigungslinse und einem Zr-O-W<100>-Emitter beschrieben. Zur genauen Untersuchung und Messung der Elektronensonde des Strahlerzeugers wurde

eine elektronenoptische Säule aufgebaut, die das Quellenbild stark vergrößert auf den Leuchtschirm abbildet. Die Eignung des Elektronenstrahlschreibers mit Zr-O-W<100>-Feldemitter für ein rasterndes Lithographiesystem konnte in einem Mikroschreiber mit einfachem elektronenoptischen Aufbau nachgewiesen werden.

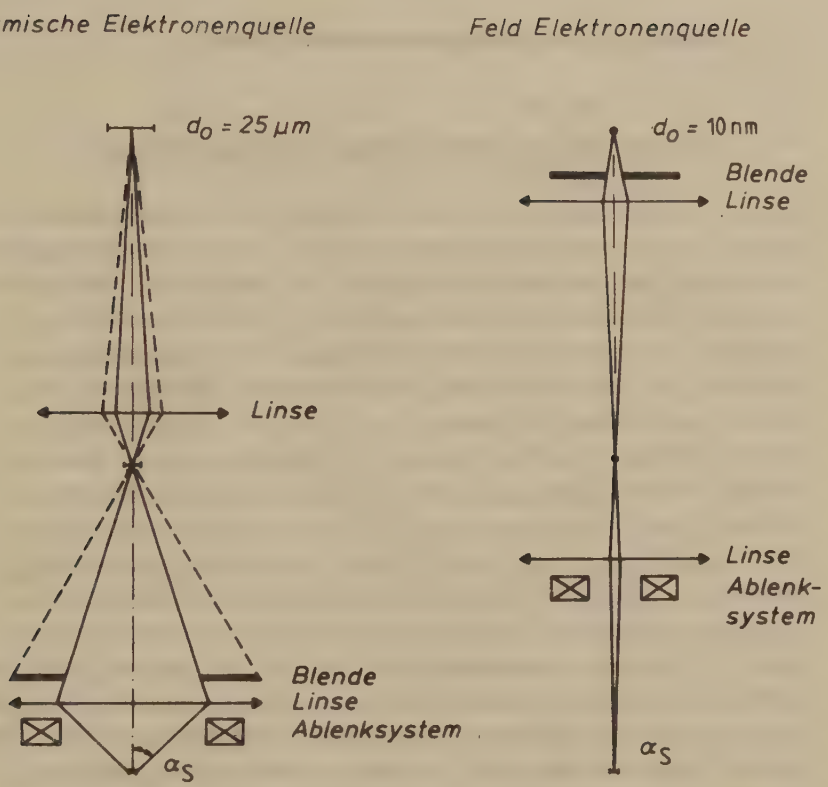
2. VERGLEICH VON FELDEMISSIONS- UND THERMISCHEN KATHODEN IN DER ELEKTRONENSTRAHL-LITHOGRAPHIE

Der im Vergleich zu thermischen Quellen um den Faktor 10^3 bis 10^4 höhere Richtstrahlwert von Feldemissionsquellen macht ihre Anwendung in der Elektronenstrahl-Lithographie wünschenswert. Der Strahlengang eines Elektronenstrahlschreibers mit einem Feldemissionssystem unterscheidet sich prinzipiell von dem bei Verwendung eines thermischen Systems. Dies ist in Abb. 1 für einen gewünschten Sondenstrom von 10^{-7} A und einem Sondendurchmesser von d = 250 nm schematisch dargestellt. Der mittlere Richtstrahlwert im paraxialen Bereich beträgt bei einem thermischen System $\beta = 10^5$ A/cm^2 · sr. Daraus errechnet sich eine Sondenapertur α_S des Schreibstrahles zu

$$\alpha_S = \sqrt{\frac{4 \cdot I_S}{\pi^2 \cdot d^2 \cdot \beta}} = 2{,}5 \times 10^{-2} \text{ rad}$$

Diese große Sondenapertur begrenzt aufgrund der axialen Bildfehler die Brennweite der letzten Linse und damit den Arbeitsabstand. Diese Restriktion bedingt entweder ein kleines Rasterfeld oder macht eine aufwendige Ablenkstrategie erforderlich (in lens deflection).

Aus dem Richtstrahlwert einer Feldemissionsquelle von $\beta = 2 \times 10^8$ A/cm^2 · sr ergibt sich mit $\alpha_S = 4 \times 10^{-4}$ rad ein sehr kleiner Wert für die Sondenapertur, so daß eine langbrennweitige Linse verwendet werden kann. Der große Arbeitsabstand erlaubt bei kleinen Ablenkwinkeln die Belichtung großer Felder. Aufgrund der geringen Raumwinkelemission von Feldemissionskathoden müssen jedoch relativ große Emissionswinkel α_o zugelassen werden, um hohe Strahlströme zu erzielen. Dies erfordert ein spezielles Elektronenstrahlerzeugungssystem mit kleinen axialen Bildfehlerkoeffizienten, um die kleine Feldemissionsquelle von 10 nm Ø bildfehlerfrei abzubilden.



$\beta = 10^5$ A/cm^{2}sr	Richtstrahlwert bei 50kV	$\beta = 2 \cdot 10^8$ A/cm^{2}sr
$\alpha_S = 2{,}5 \cdot 10^{-2}$ rad	Sondenapertur	$\alpha_S = 4 \cdot 10^{-4}$ rad
M = 0,01	Abbildungsmaßstab	M = 25
$\alpha_0 = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$ rad	Ausgeblendete Strahlerapertur	$\alpha_0 = 10^{-2}$ rad
f = 2cm	max. Brennweite der letzten Linse	f = 50cm
	begrenzt durch axiale Fehler	

Abb. 1: Strahlverlauf in der Elektronenstrahl-Lithographie bei Verwendung einer thermischen Quelle und einer Feldemissionsquelle

3. FELDEMISSIONS-STRAHLERZEUGUNGSSYSTEME

a) Beschreibung der Optik eines FE-Strahlerzeugers

Zu der Erzeugung von den zur Feldemission an der Spitze erforderlichen hohen Feldstärken von 10^8 V/cm sind Saugspannungen U_S von einigen kV erforderlich. Meist ist jedoch eine wesentlich höhere Strahlspannung U_B (einige 10 kV) erwünscht, was eine Nachbeschleunigung der Feldelektronen erfordert. Die FE-Spitze und eine Elektrode im Abstand von einigen mm bilden das Saugsystem, das eine virtuelle Quelle mit Radius ϱ_o dicht hinter der Spitze erzeugt. Die virtuelle Quelle wird durch eine "beschleunigende" Strahlerzeugerlinse abgebildet, wobei die Bildfehler dieser Linse eine scheinbare Verbreiterung des virtuellen Quellenradius bewirken. In guter Näherung können Saugsystem und Nachbeschleunigungssystem unabhängig voneinander behandelt werden [1]. Wie die Rechnungen von Kern weiter zeigen, ist folgende vereinfachte Beschreibung des Strahlerzeugers möglich: Das Saugsystem, bestehend aus Kathode und Saugelektrode, erzeugt in Spitzennähe eine virtuelle Quelle mit Radius ϱ_o, die in den Raumwinkel $\pi\alpha_o^2$ Elektronen mit der Energie e U_s emittiert. Die Abbildungseigenschaften des Gesamtsystems werden dann durch die Abbildung der virtuellen Quelle durch die Strahlerzeuger-Linse bestimmt (Abb. 2), die im einfachsten Fall aus Saugelektrode und Beschleunigungselektrode besteht.

Der paraxiale Richtstrahlwert β des FE-Strahlerzeugers errechnet sich aus dem Sondenstrom I_S, dem Sondenradius ϱ und der Sondenapertur α zu

$$\beta = \frac{I_S}{\pi\varrho^2\pi\alpha^2}$$

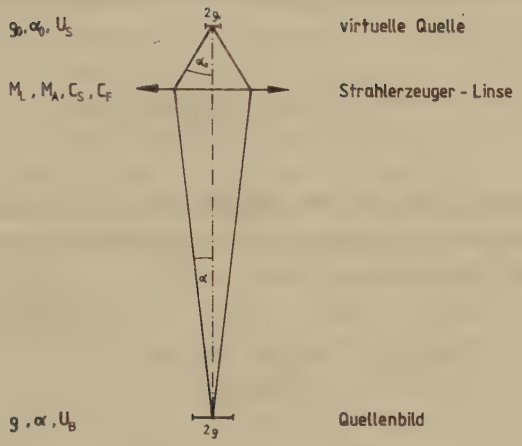


Abb. 2: Vereinfachte Beschreibung der Optik eines FE-Strahlerzeugers

Dies läßt sich in einem fehlerfreien System auf die Quelle zurückrechnen mit

$$\rho = M_L \cdot \rho_o \quad , \quad \alpha = M_A \cdot \alpha_o$$

wobei die Lateralvergrößerung M_L und die Angularvergrößerung M_A des Systems miteinander folgendermaßen verknüpft sind:

$$M_L \cdot M_A = \sqrt{\frac{U_S}{U_B}}$$

daraus folgt für den paraxialen Richtstrahlwert:

$$\beta = \frac{I_S}{\pi^2 \rho_o^2 \alpha_o^2} \cdot \left(\frac{U_B}{U_S}\right) = \beta\left(U_S\right) \cdot \left(\frac{U_B}{U_S}\right)$$

Die Leistungsfähigkeit eines Strahlerzeugers läßt sich somit durch den kathodenseitigen Richtstrahlwert $\beta\left(U_S\right)$ beschreiben:

$$\beta\left(U_S\right) = \frac{I_S}{\pi^2 \rho_o^2 \alpha_o^2}$$

Aufgrund der Bildfehler der Strahlerzeuger-Linse hängt bei der hier gewählten Darstellung der Richtstrahlwert $\beta\left(U_S\right)$ von der Quellenapertur α_o ab:

$$\beta\left(U_S\right) = \frac{I_S}{\pi^2 \rho_{eff}^2\left(\alpha_o\right) \alpha_o^2}$$

wobei der effektive Quellenradius $\rho_{eff}\left(\alpha_o\right)$ sich ergibt aus der quadratischen Überlagerung des virtuellen Quellenradius ρ_o, dem Radius des Beugungsscheibchens ρ_B, des Öffnungsfehlerscheibchens ρ_s und des Farbfehlerscheibchens ρ_F.

$$\rho_{eff} = \sqrt{\rho_o^2 + \rho_B^2 + \rho_s^2 + \rho_F^2}$$

b) Technische Realisierung von FE-Strahlerzeugungssystemen

Mittlerweile gibt es verschiedene technische Realisierungen von FE-Strahlerzeugungssystemen, von denen einige hier kurz besprochen werden sollen.

Das einfachste FE-Strahlerzeugungssystem ist das Triodensystem [2], bei dem Saugelektrode und Beschleunigungselektrode die Strahlerzeuger-Linse bilden, deren Abbildungseigenschaften im wesentlichen vom Spannungsverhältnis U_S/U_B abhängen. Änderungen des Spannungsverhältnisses

verändern somit die Bildlage und Vergrößerung des Systems, was eine Nachjustierung erforderlich macht. Durch den Einbau einer weiteren Elektrode (Tetrodensystem) [3] läßt sich zum einen eine Optimierung bezüglich der Bildfehlerkoeffizienten durchführen und andererseits eine vom Spannungsverhältnis unabhängige Quellenlage erzielen. Alle elektrostatischen Systeme haben jedoch Öffnungs- und Farbfehlerkoeffizienten in der Größenordnung von einigen cm, was sie für den Hochstrombetrieb ungeeignet erscheinen lassen. Deshalb werden zur Reduzierung der Bildfehlerkoeffizienten Systeme vorgeschlagen, bei denen ein Magnetfeld dem Beschleunigungsfeld überlagert wird [4,5]. Problematisch ist bei beiden Vorschlägen, daß kein streng lokalisiertes Magnetfeld zur Fokussierung verwendet wird, was im allgemeinen große Bildfehler verursacht.

Bei einem System mit magnetischer Vorbeschleunigungslinse [6,7] wird der durch das Saugsystem vorbeschleunigte Elektronenstrahl durch eine Magnetlinse stark fokussiert, bevor er mit kleiner Apertur durch das Nachbeschleunigungsfeld tritt, dessen axiale Bildfehler somit keine Rolle mehr spielen. Für eine magnetische Vorbeschleunigungslinse ergeben sich Öffnungs- bzw. Farbfehlerkoeffizienten von einigen mm. Die technische Realisierung eines solchen Systems mit kleinen Bildfehlerkoeffizienten bedingt eine Magnetlinse auf Saugpotential. Da Feldemissionskathoden eine geringe Raumwinkelintensität haben, ist dieser Weg für den Hochstrombetrieb unumgänglich.

Bei der weiteren Untersuchung der Eignung von FE-Strahlerzeugern für Elektronenstrahl-Lithographie wollen wir uns deshalb auf das einfache Triodensystem und das für den Hochstrombetrieb geeignete System mit magnetischer Vorbeschleunigungslinse beschränken.

c) FE-Quellen

Neben den Abbildungseigenschaften von FE-Strahlerzeugern sind die Emissionseigenschaften von FE-Spitzen von großer Bedeutung. Insbesondere sind die virtuelle Quellengröße r_o, die Raumwinkelemission $\frac{dI}{d\Omega}$, die Energiebreite ΔE und das Rauschen $\frac{\Delta I}{I}$ von Interesse.

In Tabelle 1 sind die wichtigsten Daten der gebräuchlichsten Emitter zusammengestellt.

Unprozessierte <310>-orientierte W-Einkristallspitzen [2] werden zum Reinigen kurz hochgeheizt, dann aber bei Zimmertemperatur betrieben. Aufgrund ihrer einfachen Handhabung werden diese Emitter hauptsächlich in kommerziellen Geräten eingesetzt (Philips, Vacuum Generator). Bedingt durch die geringe Raumwinkelemission lassen sich allerdings nur Richtstrahlwerte von 10^8 A/cm^{2}sr bei kleinem Sondenstrom (10^{-10} - 10^{-9} A) erreichen.

Beim Build-up-Prozeß (remolden) [8] wird durch gepulstes Hochheizen bei anliegendem Feld die <100>-orientierte W-Kathode "angespitzt", wodurch sich eine erhöhte Raumwinkelemission ergibt. Diese Prozessierung, die zudem öfters wiederholt werden muß, erfordert einige Erfahrung des Operateurs und wird deshalb hauptsächlich bei Hochleistungsgeräten im Labor verwendet, wo sich ein Richtstrahlwert von 10^9 A/cm^{2}sr [9] erreichen läßt. Da diese Spitze auch bei Zimmertemperatur betrieben wird, müssen aus Stabilitätsgründen erhöhte Anforderungen an das Ultrahochvakuum gestellt werden.

Auch bei der Oxygenprozessierung [10] erreicht man eine Einengung der Raumwinkelemission. Obwohl dieser Emitter thermisch betrieben wird, liegt das Rauschen bei ca. 10 %.

Tabelle 1: Vergleich von Feldemittern

Emitter	$\frac{T}{K}$	$\frac{U_S}{kV}$	$\frac{\vartheta_o}{nm}$	$\frac{dI/d\Omega}{A/sr}$	$\frac{\Delta E}{eV}$	$\frac{\Delta I/I}{\%}$	$\frac{\beta\,(50\,kV)}{A/cm^2 sr}$
W<310> unprozessiert	300	5	50	3×10^{-5}	0,2	5	10^8
W<100> remolded	300	2 - 4	50 - 100	$1 - 2 \times 10^{-4}$	0,5 - 1,5	10	10^9
W<100> oxygenproz.	1200	4	50 - 100	$1,5 \times 10^{-4}$	1	10	10^8
Zr - O - W<100> Niedertemp.	1200 - 1400	2 - 4	100 - 200	$10^{-4} - 10^{-3}$	1 - 2	2	$10^7 - 10^8$
Zr - O - W<100> Hochtemp.	1800	5 - 10	?	$\leq 10^{-3}$	1 - 2	1	?

Mit der Zr-O-W-Kathode von Swanson [11,17] lassen sich im Niedertemperaturbetrieb (1200 - 1400 K) Raumwinkelemissionen bis zu 10^{-3} A/sr erreichen. In einer Sauerstoffatmosphäre von einigen 10^{-6} Pa wird die (100)-Fläche des W-Einkristalls mit ZrO belegt. Je nach Bedeckungsgrad ergibt sich damit eine Erniedrigung der Austrittsarbeit der (100)-Fläche zwischen 4,7 und 2,6 eV. Bei geeigneter Wahl von Temperatur und Sauerstoffpartialdruck erreicht man einen stabilen Zustand zwischen Oberflächendiffusion, Abdampfrate und Tiefendiffusion der Zr-Atome. Dieser Emitter zeichnet sich durch geringes Rauschen aus, wobei die Langzeitstabilität von der Einhaltung von Temperatur und Sauerstoffpartialdruck bestimmt wird.

Beim Hochtemperaturbetrieb [12] wird durch eine vorherige Prozessierung der <100>-orientierte W-Einkristall mit Zr gesättigt. Die größeren Emitterradien von ca. 1 µm, die sich während der Tiefendiffusion des Zr einstellen, erfordern höhere Saugspannungen bis zu 10 kV. Bei einer Betriebstemperatur von 1800 K ergibt sich eine in weiten Grenzen ($p < 10^{-6}$ Pa) vom Druck unabhängige, stabile Emission. Bei dieser Betriebsart müssen die gleichzeitig emittierten thermischen Elektronen ausgeblendet werden. An der Prozessierung einer solchen Spitze wird in unserem Labor gearbeitet.

d) Vergleich eines elektrostatischen FE-Systems mit einem FE-System mit magnetischer Vorbeschleunigungslinse

Der Strom I_S, der von einer Feldemissionsquelle geliefert wird, hängt von ihrer Raumwinkelemission $\frac{dI}{d\Omega}$ und der zugelassenen Strahlerapertur ab.

$$I_S = \frac{dI}{d\Omega} \cdot \pi \, \alpha_o^2 \quad \Longrightarrow \quad \alpha_o = \sqrt{\frac{I_S}{\pi \, dI/d\Omega}}$$

Da andererseits der effektive Quellenradius ρ_{eff} aufgrund der Bildfehler des Systems auch mit der Strahlerapertur α_o verknüpft ist:

$$\rho_{eff} = \sqrt{\rho_o^2 + \rho_B^2 + \rho_s^2 + \rho_F^2}$$

$$= \sqrt{\rho_o^2 + \left(\frac{0{,}61\lambda}{\alpha_o}\right)^2 + \left(\frac{C_s}{4}\,\alpha_o^3\right)^2 + \left(\frac{C_F}{2}\,\frac{\Delta U}{U_s}\,\alpha_o\right)^2}$$

ergibt sich für ein Feldemissions(FE)-Strahlerzeugungs-System eine Abhängigkeit des Richtstrahlwertes β vom Sondenstrom I_S

$$\beta\left(U_S\right) = \frac{dI}{d\Omega}\,\frac{1}{\pi\,\rho_{eff}^2}$$

$$= \frac{dI}{d\Omega}\left[\pi\left(\rho_o^2 + \frac{(0{,}61\lambda)^2}{I_S}\,\frac{dI}{d\Omega}\cdot\pi + \left(\frac{C_s}{4}\right)^2\left(\frac{I_S}{\pi\,dI/d\Omega}\right)^3 + \left(\frac{C_F}{2}\,\frac{\Delta U}{U_s}\right)^2 \frac{I_S}{\pi\,dI/d\Omega}\right)\right]^{-1}$$

Legt man eine Raumwinkelemission von $\frac{dI}{d\Omega} = 2 \times 10^{-4}$ A/sr und einen virtuellen Quellenradius von $\rho_o = 100$ nm zugrunde, so ergibt sich der in Abb. 3 gezeigte Verlauf des kathodenseitigen Richtstrahlwertes $\beta\left(U_S\right)$ als Funktion des Sondenstroms I_S. Für das rein elektrostatische FE-System wurde ein Öffnungsfehlerkoeffizient von $C_S = 40$ mm und ein Farbfehlerkoeffizient von $C_F = 30$ mm angenommen. Die Koeffizienten des magnetischen Systems sind $C_s = 4$ mm und $C_F = 3$ mm. Zum Vergleich sind auch die entsprechenden Richtstrahlwerte bei 4 kV β (4 kV) für ein thermisches System mit W- bzw. LaB_6-Kathode in das Diagramm eingezeichnet, die in erster Näherung unabhängig vom Sondenstrom sind.

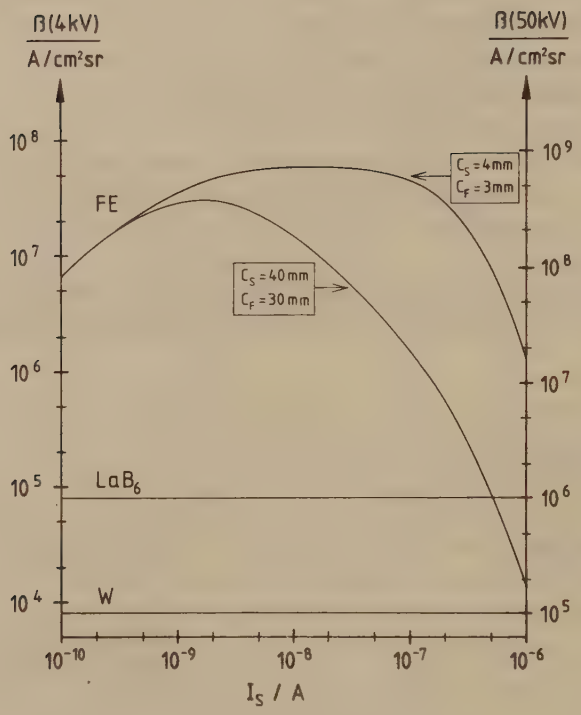


Abb. 3: Paraxialer Richtstrahlwert bei 4 kV β (4 kV) und 50 kV β (50 kV) als Funktion des Sondenstroms I_S für ein elektrostatisches und ein magnetisches Feldemissions(FE)-System mit Zr-O-W-Kathode und ein thermisches System mit W- bzw. LaB_6-Kathode

Der Richtstrahlwert des elektrostatischen Systems hat sein Maximum bei einem Sondenstrom von $I_S = 2 \times 10^{-9}$ A, sinkt dann aber aufgrund der axialen Bildfehler des Systems rasch ab. Beim magnetischen System bleibt der Richtstrahlwert bis zu einem Sondenstrom von $I_S = 10^{-7}$ A nahezu konstant und nimmt erst dann ab. Der Vorteil des magnetischen Systems liegt nicht in dem zu erwartenden etwas höheren maximalen

Richtstrahlwert, sondern vielmehr darin, daß auch im Strombereich von 10^{-8} - 10^{-7} A ein hoher Richtstrahlwert erreicht wird. Daraus ergibt sich folgende Abgrenzung der Anwendungsgebiete der verschiedenen Strahlerzeugungssysteme:

- Thermische Systeme sind bei hohen Sondenströmen und relativ großen Sondendurchmessern vorteilhaft (Transmissions-Elektronenmikroskop, Mikrosonden für Materialanalyse, Elektronenstrahl-Lithographie im µm-Bereich, insbesonders für Shaped-Beam-Systeme).

- Feldemissionssysteme mit magnetischer Linse sind überlegen im µm- und sub-µm-Bereich, wo bei möglichst kleiner Sonde ein hoher Strom benötigt wird.

- Elektrostatische Feldemissions-Systeme (Triodensystem) finden Anwendung bei Geräten mit sehr kleiner Sonde und geringem Strombedarf (Durchstrahlungs-Rastermikroskope, Interferenzmikroskope und Nano-Lithographie-Systeme).

4. BERECHNUNG UND OPTIMIERUNG EINES STRAHLERZEUGUNGS-SYSTEMS FÜR HOCHSTROM-FELDEMISSIONS-KATHODEN

Um mit einer Feldemissionsquelle die für die Elektronenstrahl-Lithographie erforderlichen hohen Ströme von 10^{-7} A zu erreichen, muß man große Strahleraperturen in der Größenordnung von $\alpha_o = 10^{-2}$ rad zulassen. Wie theoretische Berechnungen [1] zeigen, haben Triodensysteme große axiale Bildfehlerkoeffizienten, die hauptsächlich vom Beschleunigungssystem herrühren, so daß eine fehlerfreie Übertragung der kleinen Feldemissionsquellen nicht möglich ist. Des weiteren ist der Emissionsstrom über die Saugspannung U_S mit der Optik der Beschleunigungslinse verknüpft, d.h., bei Änderung der Saugspannung ändern sich Quellenlage und Vergrößerung des Systems.

Durch die Verwendung eines Elektronenstrahlerzeugers mit Magnetlinse nach Veneklasen und Siegel [3], können diese Nachteile weitgehend ausgeglichen werden. Abb. 4 zeigt den Aufbau und Strahlengang eines solchen Systems. Unmittelbar hinter der Feldemissionsspitze folgt eine Magnetlinse, die auf Saugpotential U_s liegt, und deren oberer Polschuh somit gleichzeitig die Saugelektrode darstellt. Sie bewirkt eine Fokussierung des vorbeschleunigten Elektronenstrahls, bevor er ins Nachbeschleunigungssystem eintritt. Der Beschleuniger ist eine dicke Linse, deren Kardinalelemente vom Spannungsverhältnis U_B/U_S abhängen. Liegt das von der Magnetlinse erzeugte vergrößerte Quellenbild im Objekt-Knotenpunkt des Beschleunigers, so erscheint es im Bild-Knotenpunkt unter dem gleichen Aperturwinkel. Die Lage der Knotenpunkte hängt nur wenig vom Spannungsverhältnis ab, so daß sich über einen großen Bereich eine konstante Lage des Quellenbildes ergibt. Die Winkelvergrößerung des Beschleunigers beträgt bei diesem Strahlengang +1 (constant angular magnification mode), und die Lateralvergrößerung ist gleich $\sqrt{U_S/U_B}$.

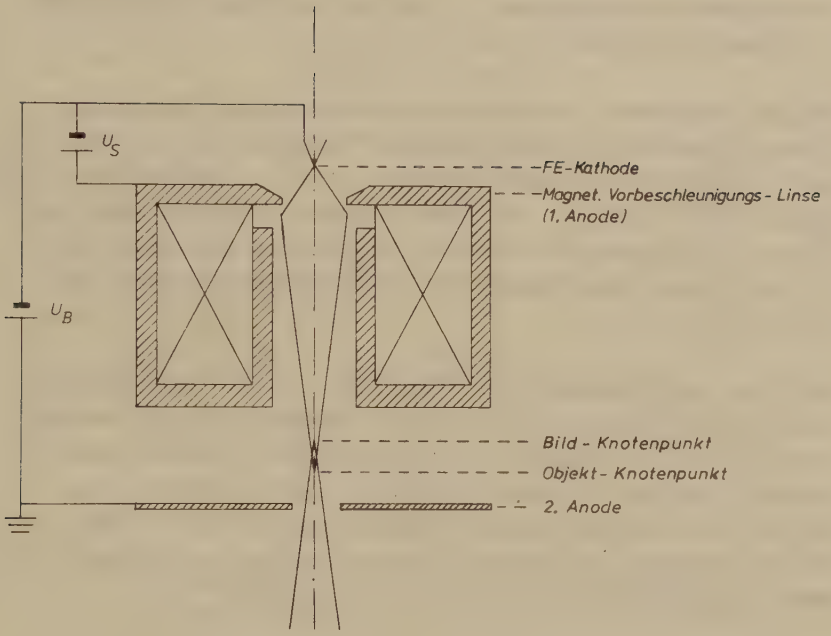


Abb. 4: Feldemissionsstrahlerzeuger mit Magnetlinse

Ein weiterer Vorteil dieses Systems ergibt sich dadurch, daß Öffnungs- und Farbfehler des Beschleunigers keine Rolle spielen. Zum einen bewirkt nämlich die Magnetlinse eine Verkleinerung der Apertur. Da andererseits auch die Bildfehlerkoeffizienten des Beschleunigers relativ klein sind, weil das Quellenbild im Beschleunigungsfeld liegt, können die Fehler des Nachbeschleunigungssystems vernachlässigt werden. Die Bildfehler des Strahlerzeugers werden somit nur durch die Magnetlinse bestimmt. Die Wirkung von Beugungs-, Öffnungs- und Farbfehler kann als Verbreiterung der virtuellen Quelle des Emissionssystems aufgefaßt werden. Der effektive Quellenradius ρ_{eff} ergibt sich approximativ durch die quadratische Überlagerung von virtuellem Quellenradius ρ_o und den Radien des Beugungsscheibchens ρ_B, des

Öffnungsfehlerscheibchens ρ_s und des Farbfehlerscheibchens ρ_F (siehe Gleichung S. 8).

Bei der Verwendung einer magnetischen Vorbeschleunigungslinse mit einem Öffnungsfehlerkoeffizienten von C_S = 4 mm und einem Farbfehlerkoeffizienten von C_F = 3 mm können Aperturen bis zu $\alpha_o = 10^{-2}$ rad zugelassen werden, ohne daß dadurch eine wesentliche Verbreiterung der virtuellen Quelle, und damit eine Erniedrigung des Richtstrahlwerts, bewirkt wird (Abb. 3).

Soll die Quellengröße nicht durch den axialen Astigmatismus bestimmt werden, so muß ein Stigmator eingebaut werden. Läßt man für den Radius des astigmatischen Fehlerscheibchens ρ_A ein Viertel des virtuellen Quellenradius ρ_o zu, so darf die astigmatische Brennweitendifferenz Δf_A nur 500 nm betragen. Mit keiner noch so präzise gefertigten Magnetlinse läßt sich dieser Wert erreichen.

Eine astigmatisch korrigierte Magnetlinse erlaubt somit eine nahezu fehlerfreie Übertragung einer 10 nm Ø großen Feldemissionsquelle im Aperturbereich $3 \times 10^{-3} < \alpha_o < 10^{-2}$ rad.

Die numerische Berechnung des Gesamtsystems wurde von Eupper im Rahmen einer Diplomarbeit am Institut für Theoretische Elektronenphysik der Universität Tübingen durchgeführt [12]. Die der Rechnung zugrunde liegende Geometrie entspricht im wesentlichen der des von uns konstruierten Systems. Sie ist in Abb. 5 schematisch dargestellt. Als Nullpunkt z = 0 der optischen Achse wurde die Unterkante des oberen Polschuhs gewählt. Die Linse hat die Bohrungsradien R_1 = 3,5 mm und R_2 = 1,5 mm und eine Spaltweite S = 1 mm. Die Saugelektrode setzt sich aus dem oberen Polschuhkonus und einem unmagnetischen Einsatz mit einer Bohrung von 1 mm Ø und einer Kegelöffnung von 110° zusammen. Die Spitzenposition liegt bei z_o = -2,5 mm. Das Nachbeschleunigungssystem besteht aus zwei Elektroden mit den Bohrungsradien von 0,5 mm bzw. 1 mm. Die Länge des Beschleunigungsspaltes beträgt l = 15 mm,

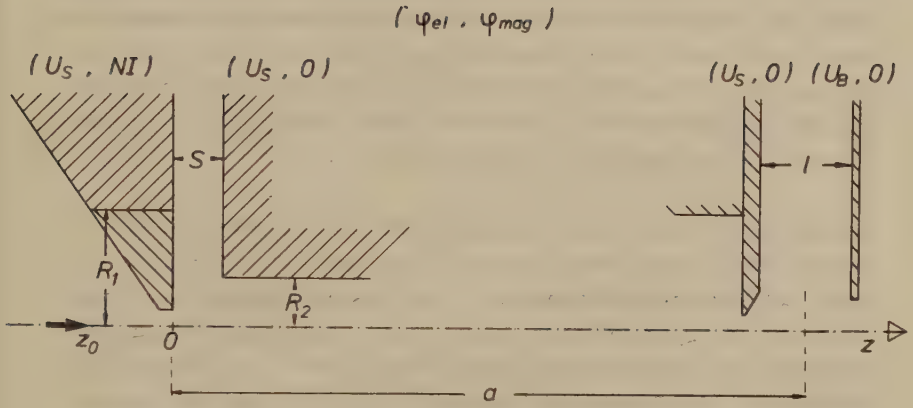


Abb. 5: Schematische Darstellung der Geometrie der Polschuhe und Elektroden des Strahlerzeugers mit den zugehörigen elektrischen und magnetischen Potentialen (ϕ_{el}, ϕ_{mag})

dessen Mittelebene vom Nullpunkt einen Abstand von a = 82,5 mm hat. In der Abb. 5 sind über den Polschuhen bzw. Elektroden die zugehörigen elektrischen und magnetischen Potentiale eingetragen (ϕ_{el}, ϕ_{mag}).

Es wurde zunächst das Abbildungssystem, bestehend aus Magnetlinse und Nachbeschleunigungssystem, in paraxialer Näherung berechnet ($U(z_o) = U_S$). In der zweiten Untersuchung wurden unter Einbeziehung des Saugfeldes eine Schar von realen Lorentzbahnen berechnet und mittels einer linearen Ausgleichsrechnung nach der Gaußschen Methode der kleinsten Fehlerquadrate der Öffnungsfehlerkoeffizient C_S, der Farbfehlerkoeffizient C_F, die Bildebene z_1 und die Gesamtvergrößerung M_{ges} bestimmt. Die Berechnung des Gesamtsystems hat gezeigt, daß, obwohl bei dieser Linsengeometrie

eine starke Überlagerung von Magnetfeld und elektrischem Saugfeld stattfindet, das System durch die paraxiale Näherung des Abbildungssystems noch hinreichend genau beschrieben werden kann. Dies kann dadurch erklärt werden, daß aufgrund der starken Konzentration der elektrischen Feldstärke an der Spitze die Elektronen schon nach kurzer Flugstrekke die volle Energie eU_S aufgenommen haben.

Dieser Sachverhalt ist auch aus Abb. 6 ersichtlich. Sie zeigt den Verlauf des Öffnungsfehlerkoeffizienten C_S und des Farbfehlerkoeffizienten C_F des Gesamtsystems als Funktion der Erregung NI der Magnetlinse. Liegt der Fokus der Magnetlinse im Beschleunigungsfeld (NI ≃ 530 - 540 A), so werden die Bildfehlerkoeffizienten minimal und sind gleich denen der Magnetlinse C_S^{mag} und C_F^{mag}. Die Ausgleichsrechnung von Eupper liefert Bildfehlerkoeffizienten für das Gesamtsystem, also inklusive Saugsystem (gestrichelte Kurven), die sich nur wenig von denen des Abbildungssystems unterscheiden und im Arbeitsbereich praktisch identisch sind.

Aufgrund dieser Ergebnisse konnte die Dimensionierung der auf Hochspannung liegenden Magnetlinse vorgenommen werden. Die Bildfehler des Gesamtsystems werden nur von der Magnetlinse bestimmt. Obwohl nach unseren heutigen Erfahrungen größere Magnetfeldstärken im Emissionsbereich keine negativen Eigenschaften des Abbildungssystems zur Folge haben, begannen wir zunächst mit der Untersuchung von Linsen, bei denen die Magnetfeldstärke zur Spitzenseite rasch abklingt ($R_1 = R_2$). Dadurch ist auch sichergestellt, daß magnetische Bauteile im Spitzenhalter zu keiner Feldverzerrung führen und dadurch zusätzlichen Astigmatismus verursachen. Die Ergebnisse der numerisch berechneten Linsendaten für eine Spitzenposition von $z_o = -2{,}3$ mm sind in Tabelle 2 dargestellt.

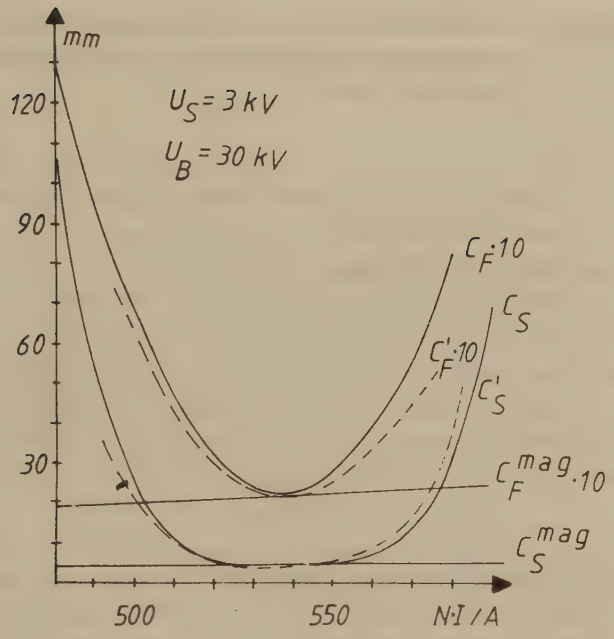


Abb. 6: Öffnungsfehlerkoeffizient C_S und Farbfehlerkoeffizient C_F als Funktion der Amperewindungszahl NI (durchgezogene Linie ≙ paraxiale Rechnung des Abbildungssystems, gestrichelte Linie ≙ Ausgleichsrechnung des Gesamtsystems unter Berücksichtigung des Saugfeldes)

Tabelle 2: Brennweite f, Öffnungsfehlerkoeffizient C_S und Farbfehlerkoeffizient C_F für verschiedene Linsengeometrien

R_1/mm	R_2/mm	S/mm	f/mm	C_S/mm	C_F/mm
0,5	3,5	1	3,6	9,7	3,2
0,5	4,5	1	4,0	8,2	3,5
0,5	3,5	2	3,8	9,1	3,4
0,5	4,5	2	4,1	7,8	3,6
1,5	3,5	1	3,7	7,2	3,3
1,5	4,5	1	4,1	6,5	3,6
1,5	6,0	1	4,7	6,2	4,0
1,5	3,5	2	3,9	7,3	3,5
2,0	2,0	2	3,4	8,2	3,1
3,5	1,5	1	2,4	4,0	2,0
3,5	1,5	2	3,0	5,7	2,5

Durch die Beschränkung auf kleine Magnetfelder im Spitzenbereich ergeben sich größere Öffnungsfehlerkoeffizienten im Bereich von 7 mm. Die Farbfehlerkoeffizienten liegen zwischen 3 und 4 mm. Zunächst wurde eine symmetrische Linse mit den Bohrungsradien $R_1 = R_2 = 2$ mm und einer Spaltweite von S = 2 mm gebaut, da sie mit $C_F = 3,1$ mm einen kleinen Farbfehlerkoeffizienten hat. Der etwas größere Öffnungsfehlerkoeffizient von $C_S = 8,2$ mm kann in Kauf genommen werden. Später wurde dann eine asymmetrische Linse mit einem größeren oberen Polschuh-Bohrungsradius von $R_1 = 3,5$ mm und einem unteren Bohrungsradius von $R_2 = 1,5$ mm gebaut. Wie aus Tab. 2 ersichtlich ist, hat diese Linsengeometrie kleinere Bildfehlerkoeffizienten.

5. KONSTRUKTION UND BAU DES 30-keV-ELEKTRONENSTRAHL-ERZEUGUNGSSYSTEMS MIT FELDEMISSIONSKATHODE

a) Mechanischer Aufbau

Eine Linse mit der oben genannten Polschuhgeometrie wurde konstruiert und gefertigt. Linsenspule und Stigmator sind in ein UHV-dichtes Gehäuse eingebaut. Als Vakuumabschluß ist in den Polschuhspalt ein Kupferdistanzstück hart eingelötet. Nach der Glühung und Hartlötung erfolgte eine vorsichtige Nachbearbeitung der Polschuhe, um die durch die thermische Behandlung aufgetretenen Unrundheiten zu beseitigen und um eine exakte Zentrierung der beiden Polschuhbohrungen zu erhalten.

Der Spulenkörper wurde so dimensioniert, daß die Erwärmung der Linse möglichst klein ist. Die Leistungsaufnahme beträgt 1 Watt. Der Nebenfeldstigmator mit 8 Luftspulen ist unterhalb der Linse angebracht. Damit das System bei möglichst hohen Temperaturen ausgeheizt werden kann, wurden mit Glasseide isolierte Kupferdrähte verwendet, die nach Herstellerangaben (Heraeus) Temperaturen bis 400° C zulassen. Die Stromzuführungen erfolgen über 6 oben eingeschweißte Isolatoren.

Abb. 7 zeigt eine Schnittzeichnung des Strahlerzeugungssystems [14]. Das Strahlerzeugungssystem befindet sich in einem UHV-Gehäuse aus Edelstahl. An einem in den oberen NW-200-Flansch eingeschweißten Isolator (1) hängt das Emissionssystem mit magnetischer Vorbeschleunigungslinse (2), wobei der Kathodenhalter mit den beiden Heizstromdurchführungen (3) über eine dünne Metallfolie (4) von 0,2 mm Dicke mit dem Isolator verbunden ist, so daß die Spitze mit Hilfe von drei über Keramikstangen von oben bedienbare Mikrometerschrauben (5) zur magnetischen Linse im Betrieb zentriert werden kann. Als Saugelektrode dient ein konischer Titaneinsatz (6) mit polierter Oberfläche und einer Bohrung von 1 mm Ø in der Pol-

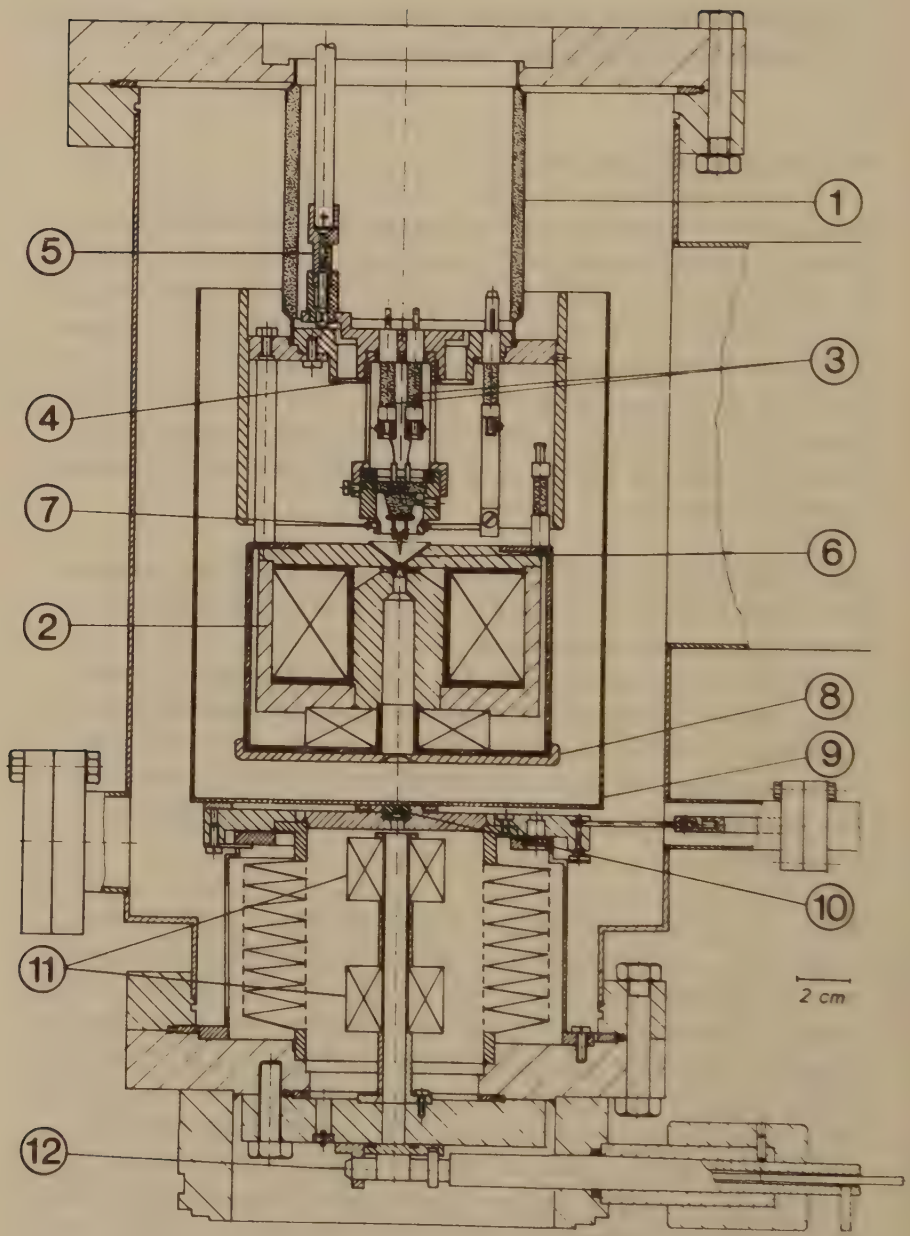


Abb. 7: Konstruktionszeichnung des 30-kV-Strahlerzeugers

schuhbohrung. Der Abstand Spitze-Saugelektrode wird durch Unterlegen der Siemens-Kathodenkörper eingestellt. Zur Verbesserung des Vakuums in Spitzennähe wurde ein Titansublimator (7) eingebaut. Das Magnetlinsengehäuse hängt an drei starren Haltestangen und kann zum Spitzenwechsel abgenommen werden. Die justierbare erste Elektrode (8) des Beschleunigers ist direkt an der Magnetlinse angebracht. Sie hat einen Bohrungsdurchmesser von 5 mm und der Abstand zur zweiten Elektrode auf Erdpotential beträgt 15 mm (= Länge des Beschleunigungsspaltes). Die becherförmige, bewegliche zweite Elektrode (9) aus Hyperm 766 hat einen Bohrungsdurchmesser von 2 mm und dient gleichzeitig zur Abschirmung von außen in den Strahlerzeuger eindringender magnetischer Störfelder. Eine 100-µm-Blende (10) unterhalb der zweiten Elektrode stellt die Druckstufe zum Hochvakuum in der anschließenden elektronenoptischen Säule dar. Zur Strahljustierung ist ein Doppelablenksystem (11) innerhalb des Membranbalges der Anodenjustierung angebracht. Ein wassergekühltes Schiebeventil (12) gestattet die Abtrennung des UHV-Systems vom Hochvakuum der Säule. Das UHV-System ist bis auf 250° C ausheizbar.

Die Abbildung 8 zeigt das UHV-Gehäuse des Elektronenstrahlerzeugungssystems mit der UHV-Pumpe PEG-1000S der Firma Riber SA und einen Teil des Vorvakuum-Systems mit dem UHV-Eckventil (Leybold-Heraeus). Die Pumpe ist eine Kombination einer Ionenzerstäuber(IZ)- und einer Sublimationspumpe.

Je nach Bedarf kann mit einem Steuergerät die Titansublimation eingestellt werden. Das Titan schlägt sich an einer wassergekühlten Fläche nieder und bildet eine Getterschicht mit einem Saugvermögen von 1000 l/s. Innerhalb von 24 Stunden kann deshalb ein Druck von 10^{-7} Pa erreicht werden. Der Enddruck im Elektronenstrahlerzeugungssystem liegt unter 10^{-8} Pa.

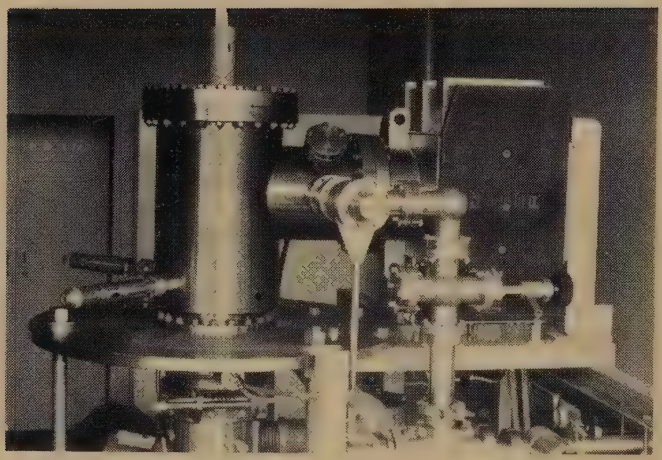


Abb. 8: Das UHV-System des Elektronenstrahlerzeugungssystems

Der Feldemissions-Elektronenstrahlerzeuger konnte trotz einiger Schwierigkeiten in der Werkstatt des Instituts gebaut werden. Die nachfolgenden Fotografien zeigen die wesentlichen Bauteile des Systems (Abb. 9 - 11).

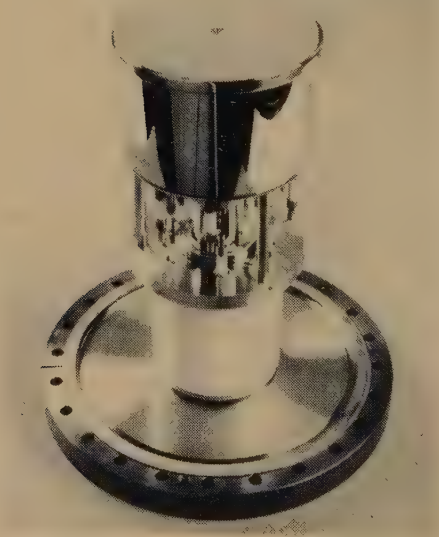


Abb. 9:
UHV-Flansch NW 200 mit eingeschweißtem Keramikisolator der Firma Friedrichsfeld und dem an drei Stäben befestigten Linsengehäuse mit der aufgesetzten ersten Elektrode des Nachbeschleunigungssystems

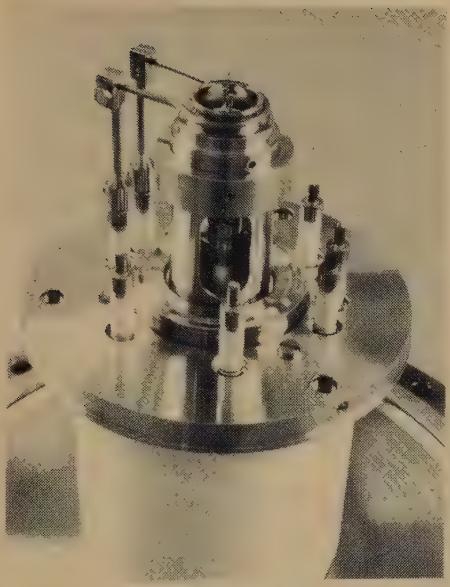


Abb. 10: Isolatoraufbau

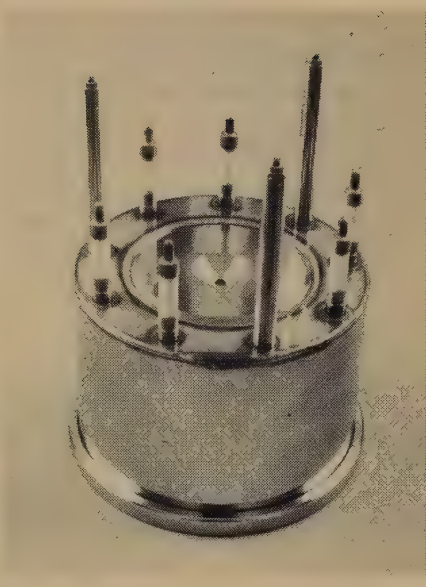


Abb. 11: Magnetlinsengehäuse

Der Kathodenhalter (Abb. 10) ist über die dünne gewellte Metallfolie mit dem Isolatorflansch verbunden und läßt sich deshalb zur Spitzenjustierung im Betriebszustand verkippen. Die Zuführungen des Spulenstroms der Magnetlinse und des Stigmators erfolgen über die kleinen Isolatoren. Zwei dieser äußeren Isolatoren dienen zur Halterung und Stromzuführung des Titansublimators. Die Haarnadel mit aufgepunktetem <100>-orientiertem Wolframdraht ist erkennbar.

Abb. 11 zeigt die vom Isolatoraufbau abgenommene Magnetlinse. An die obere Polschuhplatte der Magnetlinse wurde eine V2A-Dose mit 6 Stromdurchführungen angeschweißt. In den Polschuhkonus wird die Titan-Saugelektrode eingesetzt.

Beim Bau dieses komplizierten Strahlerzeugers wurde weitgehend Neuland beschritten. So blieb es nicht aus, daß eine ganze Reihe technologischer Probleme gelöst werden mußten.

b) Elektrische Versorgung

Die elektrische Versorgung des Strahlerzeugers wird in zwei übereinander angeordneten Hochspannungskästen aus Trovidur untergebracht. Das Hochspannungs-Netzgerät HNCs 30000-1 neg. der Firma Heinzinger liefert die negative Hochspannung $-U_o$. Sie wird über eine Luftspule, welche als Drossel bei Überschlägen wirkt, in den unteren Hochspannungskasten geführt. Ein Hochspannungsmodul (HNCE 10000-02, Firma Heinzinger) erzeugt die zusätzliche negative Saugspannung $-U_S$, die zu U_o addiert wird. Dieses Kathodenpotential $-(U_o + U_S)$ wird über den oberen Kasten an die Feldemissionskathode gelegt. Durch diese Schaltung ist es möglich, das Hochspannungsmodul und die Regler für Linsen- und Stigmatorstrom aus denselben zwei 12-V-Batterien zu versorgen (Abb. 12). Mit Hilfe eines speziell konstruierten Umpolschiebeschalters läßt sich die Saugspannung $-U_S$ auch an die Saugelektrode (Magnetlinse) legen, so daß ein Remolding-Prozeß durchgeführt werden kann.

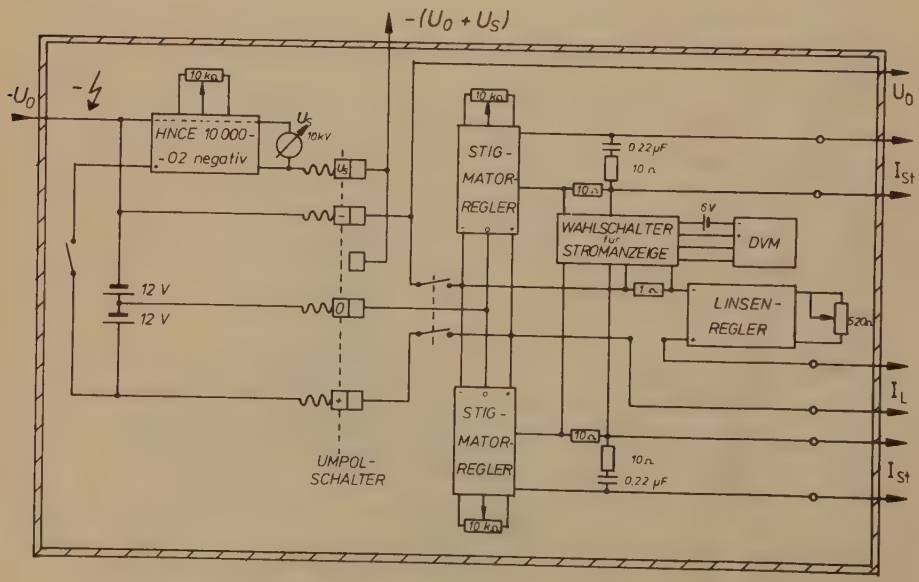


Abb. 12: Schaltbild des unteren Hochspannungskastens

Aufgrund der unterschiedlichen Potentiale müssen nun die Regler von den Batterien getrennt sein. Zur Messung des Linsenstroms bzw. der Stigmatorströme wird wahlweise der Spannungsabfall an einem Meßwiderstand im Stromkreis mit einem Digitalvoltmeter (DVM) angezeigt. Zur Justierung des Strahlerzeugers kann der Linsenstrom gewobbelt werden.

Im oberen Hochspannungskasten befindet sich ein Heizregler für die Gleichstromheizung der Kathode bei thermischer Feldemission und ein Pulsgenerator (Abb. 13). Er liefert Stromimpulse von 8 A und einigen Millisekunden Dauer, wie sie zum Reinigen (Flashen) und Remolden der Feldemissionsspitze benötigt werden. Die Zahl der Pulse und die Pulsdauer sind variierbar. Mit einem Relais läßt sich der Heizregler oder der Pulser in den Kathodenstromkreis schalten. Der Emissionsstrom I_E kann mit einem 100-µA-Strommeßgerät gemessen werden. Das nachträglich eingebaute Hochspannungsmodul (HNCE 1000-3 neg.) dient zur Erzeugung der negativen Spannung des Abschirmzylinders, der zum Betrieb einer Zr-O-W-Kathode benötigt wird. Außerdem wurde zur genauen Messung des Heizstroms ein Digitalvoltmeter eingebaut. Die Spannungs- und Stromzuführung für den Betrieb des Strahlerzeugers erfolgt durch einen gemeinsamen Hochspannungsstecker aus Teflon. Der Titansublimator wird von einem getrennten Stecker aus dem Netzgerät der Sublimationspumpe versorgt.

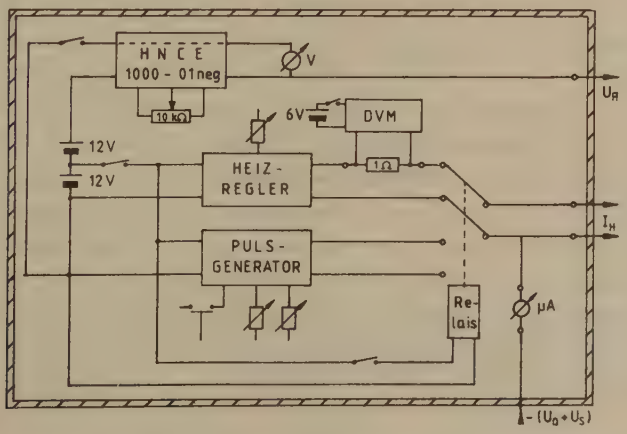


Abb. 13: Schaltbild des oberen Hochspannungskastens

6. ERSTE EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN AM 30-keV-ELEKTRONENSTRAHLERZEUGUNGSSYSTEM

Für die ersten Untersuchungen wurden remoldete, <100>-orientierte W-Kathoden verwendet, über deren Präparation und Prozessierung an unserem Institut langjährige Erfahrungen vorliegen [15,16]. Obwohl dieser Emitter den hohen Stabilitätsanforderungen eines Elektronenstrahlschreibers nicht genügt und auch bei Hochspannungsüberschlägen sehr leicht zerstört werden kann, eignet er sich aufgrund seiner Emission in Vorwärtsrichtung, seiner kleinen virtuellen Quelle und der geringen Energiebreite sehr gut zum Testen der elektronenoptischen Eigenschaften des Systems.

Anhand des vergrößerten Quellenbildes können Aussagen über

- die elektrische oder mechanische Verbrummung der Sonde
- die zeitlichen und örtlichen Instabilitäten der Quelle
- den Astigmatismus des Abbildungssystems

gemacht werden. Für den Betrieb des Strahlerzeugers ist es deshalb wichtig, sich die Lage des Quellenbildes in Abhängigkeit von der Magnetlinsenerregung für ein konstantes Spannungsverhältnis klar zu machen. Für ein Spannungsverhältnis U_B/U_S = 10 liegt der bildseitige Brennpunkt F_1 der Nachbeschleunigungslinse (NBL) ungefähr in der Anodenebene mit der 100-µm-Druckstufenblende. Ohne Magnetlinse (ML) entwirft die NBL ein verkleinertes Bild der Quelle knapp unterhalb von F_1 (Abb. 14a). Bei zunächst schwach erregter Magnetlinse wandert das Quellenbild mit zunehmender Magnetlinsenerregung zum bildseitigen Brennpunkt F_1 der NBL. Liegt die Spitze im Brennpunkt der ML (Abb. 14b), so befindet sich das Quellenbild in F_1 (teleskopischer Strahlengang). Bei noch stärkerer Erregung der ML wandert das Quellenbild durch das Nachbeschleunigungssystem (Abb. 14c). Dies ist der optimale Betrieb des Strahlerzeugers, da sich hierbei die kleinsten Bildfehlerkoeffizienten ergeben. Liegt das ML-Bild im objektseitigen Brennpunkt F_0 der NBL, so verläßt ein paral-

leles Strahlenbündel das Strahlerzeugungssystem (Abb. 14d). Befindet sich der ML-Fokus etwas außerhalb von F_0, erhält man ein zweifach vergrößertes Quellenbild (weit) außerhalb des Strahlerzeugers (Abb. 14e).

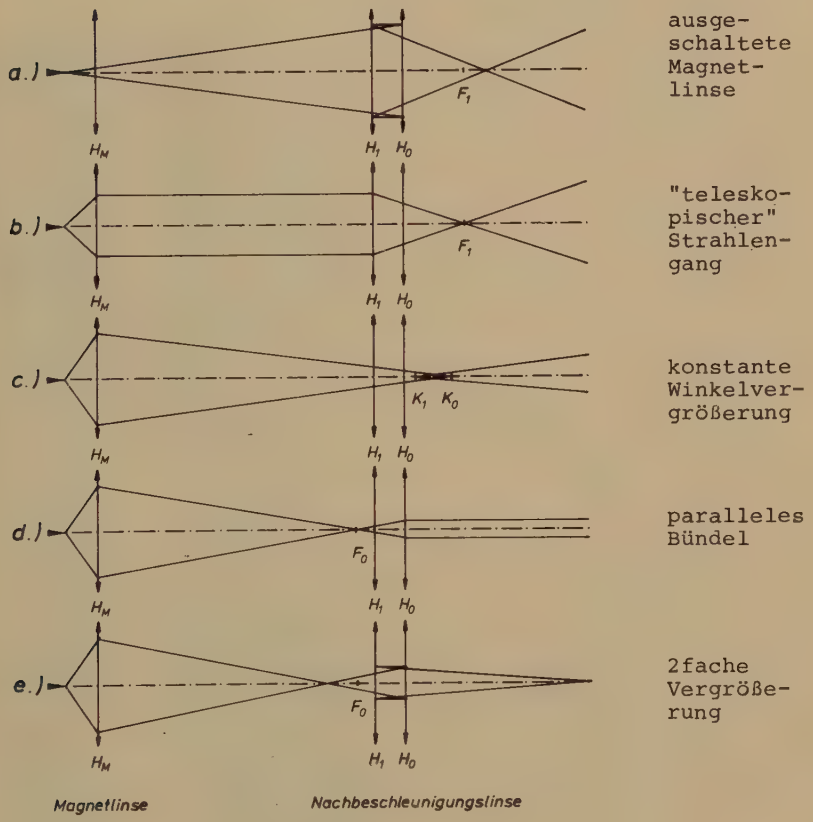
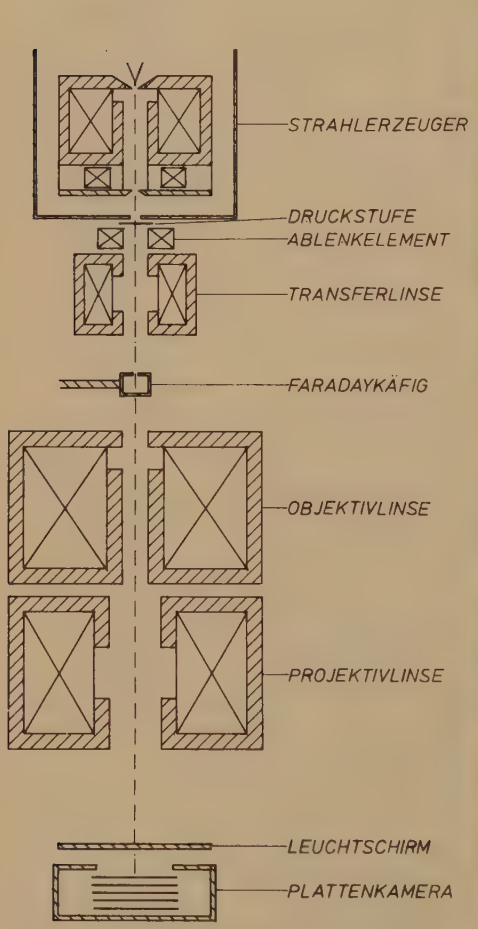


Abb. 14: Quellenbildlage des Strahlerzeugungssystems bei verschiedenen Magnetlinsenerregungen

Anhand des Emissionsmusters der Kathode kann der Ablauf der Spitzenprozessierung kontrolliert werden. Leider gelingt es in diesem Strahlerzeugungssystem nicht, das Emissionsmuster abzubilden.

Zur Beurteilung des vom Elektronenstrahlerzeugungssystem entworfenen Feldemissionsquellenbildes wird ein Elektronenmikroskop nachgeschaltet (Abb. 15).



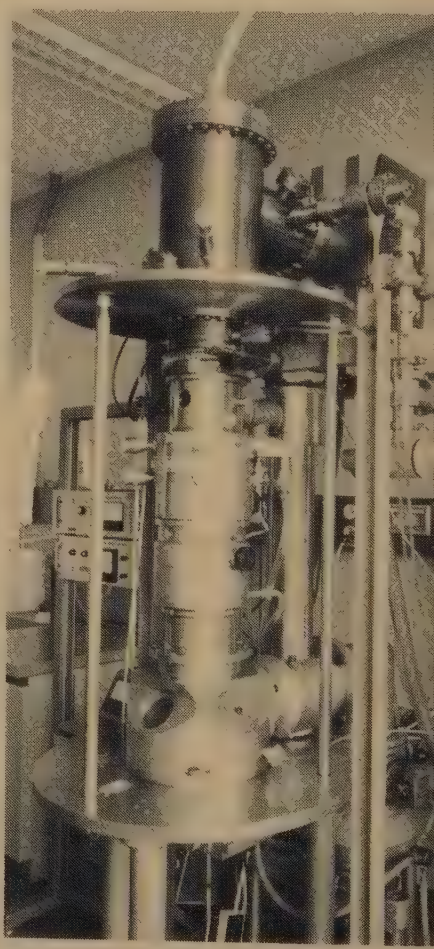
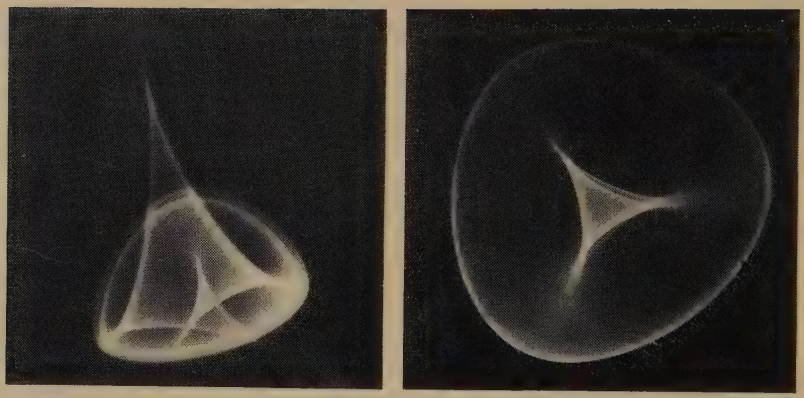


Abb. 15: Aufbau und Ansicht der elektronenoptischen Anordnung zur vergrößerten Abbildung der Feldemissionsquelle

Bei optimaler Betriebsweise des Strahlerzeugers liegt das Quellenbild im Beschleunigungsfeld und muß deshalb zur Hochvergrößerung mit einer Transferlinse in die Objektebene des Objektivs abgebildet werden. Das Vergrößerungssystem besteht aus dem Objektiv mit Zwischenlinse und dem Projektiv eines Siemens Elmiskops.

Um die Bildfehler der Transferlinse klein zu halten, muß sie möglichst nahe an der Anode positioniert werden. Es wurde deshalb eine kleine Magnetlinse konstruiert, die innerhalb des Membranbalgs Platz findet und somit direkt unterhalb des Ablenkelements zur Strahljustierung eingebaut werden kann. Sie entwirft ein ca. 8fach vergrößertes Quellenbild in der Objektebene des Objektivs, das dann entsprechend nachvergrößert auf dem Leuchtschirm betrachtet oder mit der Plattenkamera fotografiert werden kann. Mit einem Faradaykäfig, der in den Strahlengang geschwenkt werden kann, lassen sich die Strahlströme messen. Um Umbauten in der Säule vornehmen zu können ohne das Strahlerzeugungssystem anheben zu müssen, wurde ein spezielles Bauteil konstruiert, dessen Bauhöhe sich mit einem Wellenbalg soweit verkürzen läßt, bis es sich aus der elektronenoptischen Säule entfernen läßt.

Mit Hilfe der Transferlinse läßt sich nun bei einer Quellenbildlage im Beschleunigungsfeld dieses Bild auf den Leuchtschirm vergrößert abbilden. Aufgrund der Angularverkleinerung der Magnetlinse wirkt die 100-µm-Blende nicht strahlbegrenzend, so daß eine Kaustikfigur entsteht (Abb. 16a). Die abgebildete Kaustik zeigt einen ausgeprägten zweizähligen Astigmatismus, und eine Verbrummung der Figur ist erkennbar. Nach Beseitigung dieser beiden Effekte sieht man in Abb. 16b zum Vergleich eine Kaustikfigur ohne Verbrummung und nach Korrektur des zweizähligen Astigmatismus.



a b

Abb. 16: Unkorrigierte (a) und mit dem Stigmator korrigierte (b) Kaustikfigur

Um den hohen paraxialen Richtstrahlwert der Feldemissionsquellen nicht zu zerstören, müssen die Bildfehler bei der Abbildung klein gehalten werden. Große Anstrengungen wurden unternommen, um den axialen Astigmatismus des Systems zu minimieren:

- Alle Bohrungen wurden auf ihre Rundheit überprüft und gegebenenfalls nachgearbeitet.
- Neue Kathodenkörper aus Macor mit Titanstiften wurden gebaut, da die ursprünglich verwendeten Siemens-Kathodenkörper magnetische Stifte haben.
- Alle sich in Strahlnähe befindlichen V2A-Bauteile wurden aus Titan gefertigt und ausgetauscht.
- Der Schieber des Absperrventils wurde aus Bronze hergestellt, da der ursprüngliche Schieber aus V2A beim Anschweißen der Kappe magnetisch wurde.

Trotz dieser Maßnahmen gelang es nur bei den Strahlengängen a und b in Abb. 14 den Astigmatismus mit Hilfe des Stigma-

tors im Strahlerzeugungssystem zu kompensieren. Da der Stigmator dicht oberhalb der Nachbeschleunigungslinse sitzt, wirkt er nur bei großem Abstand des Quellenbildes vom Stigmator.

Als nächster Punkt wurden die elektromagnetischen Störeinflüsse auf die Elektronensonde untersucht. Die Stabilität der Hochspannungs- und Linsenstromversorgung wurde überprüft. Dabei wurde auf der Saugspannung und dem Linsenstrom der magnetischen Vorbeschleunigungslinse eine Störfrequenz von 18,5 kHz festgestellt, die vom Zerhacker des Hochspannungsmoduls herrührt. Sie konnte durch die Parallelschaltung eines Kondensators und der elektrischen Abschirmung des Moduls deutlich verringert werden. Durch die folgenden Maßnahmen konnte eine ausreichende elektrische Stabilität erzielt werden:

- Zur Vermeidung von Erdschleifen wurden alle Geräte zentral geerdet.
- Das Netzgerät der Ionenzerstäuberpumpe wurde außerhalb des Labors aufgestellt.
- Die Netzgeräte für Hochspannungs- und Linsenstromversorgung wurden möglichst weit entfernt von der elektronenoptischen Säule plaziert.

Bei der Beobachtung der Elektronensonde im Elektronenmikroskop blieb noch ein "Restbrumm" zurück, der auf mechanische Schwingungen der Säule zurückzuführen ist. Da sich durch ein stärkeres Verspannen der Säule die mechanische Verbrummung nicht beseitigen ließ, mußte das gesamte System auf Schwingungsisolatoren gesetzt werden. Aus Kostengründen wurde auf einfache, pneumatisch gedämpfte Metallfedern der Firma PI-Instrumente zurückgegriffen. Eine optimale Schwingungsdämpfung wird jedoch nur bei richtiger Gewichtsbelastung der Federn erzielt. Die Dämpfer sind deshalb beweglich auf beiden Seiten des Versuchsstands angebracht. Die Zahl und die Position der Dämpfungsglieder kann somit der jeweiligen Gewichtsbelastung angepaßt werden. Da die Federn nur eine ge-

ringe Seitenstabilität haben, mußten sie oberhalb des Schwerpunkts angebracht werden.

Diese Voruntersuchungen über die Einflüsse auf den Durchmesser des Elektronenquellenbildes führten noch zu einer weiteren Erkenntnis. Bei Erhöhung des Sondenstroms im 10^{-8}-A-Bereich beobachtet man eine drastische Zunahme des Sondendurchmessers bis zu einem Faktor 5. Dieser Effekt kann durch die Bildfehler nicht erklärt werden und ist vielmehr auf Coulomb-Wechselwirkungen der Elektronen im Strahlbündel zurückzuführen.

Aufgrund dieser Erfahrungen ergaben sich folgende Erkenntnisse:

- Ein remoldeter, <100>-orientierter W-Emitter ist wegen seiner mangelnden Stromstabilität bei hohen Emissionsströmen für den Hochstrombetrieb nicht geeignet.

- Mit einer Magnetlinse mit starrer Polschuhgeometrie und einem Stigmator unterhalb der Linse kann der Astigmatismus bei bestimmten Lagen des Quellenbilds zum Stigmator nicht vollständig kompensiert werden.

- Die Strahlaufweitung durch Coulomb-Wechselwirkungen längs des Elektronenstrahls erfordert ein möglichst baldiges Ausblenden des verwendeten Strahlstroms.

7. EINBAU EINER OPTIMIERTEN MAGNETISCHEN LINSE IN DEN VORBESCHLEUNIGUNGSBEREICH DES ELEKTRONENSTRAHLERZEUGUNGSSYSTEMS UND EINER Zr-O-W-KATHODE

Vor der Messung des Richtstrahlwerts zur Beurteilung des Feldemissionssystems mußten, wie im letzten Abschnitt dargelegt, noch einige konstruktive Abänderungen am System vorgenommen werden.

Die neue Magnetlinse besitzt eine bezüglich den axialen Bildfehlerkoeffizienten günstigere Polschuhgeometrie.

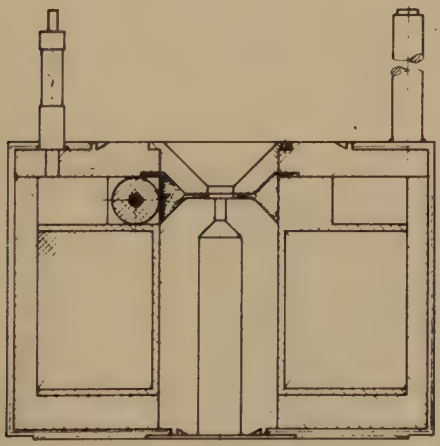


Abb. 17: Schnitt durch die neu konstruierte Magnetlinse des Feldemissionssystems

Durch die größere obere Polschuhbohrung liegt die Feldemissionsspitze im Magnetfeld, wodurch sich kleinere Bildfehlerkoeffizienten ergeben. Die Linse hat eine Spaltweite von 2 mm, einen oberen Polschuhbohrungsradius von 3,55 mm und

einen unteren Bohrungsradius von 1,65 mm. Abb. 17 zeigt einen Schnitt durch diese Magnetlinse. Zur Minimierung des Astigmatismus der Magnetlinse ist der obere Polschuh drehbar und kann gegebenenfalls durch einen Polschuh anderer Geometrie ersetzt werden. Im Gegensatz zur alten Konstruktion wurde der Stigmator weiter oben im Polschuhspalt untergebracht. Davon wurde eine bessere Wirksamkeit erhofft, da die Elektronenbahnen früher abgelenkt werden und deshalb weniger korrigiert werden müssen. Wider Erwarten ergab sich weder durch Drehen des oberen Polschuhs noch durch eine Stigmatorerregung eine wesentliche Änderung des Astigmatismus. Erst mit Hilfe eines dicht unterhalb der Druckstufe eingebauten Stigmators gelang es, den Astigmatismus endgültig zu kompensieren.

In das Elektronenstrahlerzeugungssystem wurde eine Zr-O-W-Kathode eingebaut. Da diese Kathode bei höheren Temperaturen (1200 bis 1800 K) betrieben wird, mußte zur Unterdrükkung von thermischen Elektronen ein Abschirmzylinder verwendet werden. Es wurden deshalb geeignete Kathodenkörper aus Macor gebaut (Abb. 18). Der Abschirmzylinder wird an dem Absatz des Kathodenkörpers mit drei Schrauben gehaltert, die gleichzeitig eine Zentrierung der 1-mm-Bohrung des Abschirmzylinders zur Feldemissionsspitze ermöglichen. Die Spitze schaut 0,5 bis 1 mm aus der Bohrung. Da sich eingepreßte Stifte durch den thermischen Betrieb der Kathode allmählich lockern, mußten

Abb. 18: Kathodenkörper

sie in die Keramik hart eingelötet werden. Zur Erzeugung einer negativen Vorspannung bis zu -1000 V wurde ein Hochspannungsmodul der Firma Heinzinger, Typ HNCE 1000-3 neg., in den oberen Hochspannungskasten eingebaut. Da zum Betrieb der Zr-O-W-Kathode ein Sauerstoffpartialdruck im Bereich $p_{O_2} = 10^{-6}$ Pa eingestellt werden muß, wurde zusätzlich ein UHV-Dosierventil der Firma Varian angeflanscht. Die Zr-O-W-Kathode kann vor der Inbetriebnahme prozessiert werden [17].

Da in dem hier verwendeten Elektronenstrahlerzeugungssystem eine Beobachtung des Emissionsmusters nicht möglich ist, kann der Prozessierungszustand der Kathode nicht überprüft werden. Ein reproduzierbares Verfahren zur Erzielung der (100)-Emission kann folgendermaßen erreicht werden: Reinigen des Emitters durch mehrminütiges Heizen der Kathode bei 2000 K. Die Temperatur wird dann auf ca. 1200° K zurückgeregelt. Bei geringer Saugspannung wird der Heizstrom so eingestellt, daß ein geringer thermischer Emissionsstrom von $I_E = 2$ µA fließt. Die Spannung wird dann soweit hochgeregelt bis Feldemission einsetzt, erkennbar am exponentiellen Anstieg des Emissionsstroms. Unter dem Einfluß von Temperatur und Feldstärke wandert das Zirkon zur Feldemissionsspitze, was eine Herabsetzung der Austrittsarbeit bewirkt und damit zu einem starken Anstieg des Emissionsstromes führt, so daß die Saugspannung zurückgeregelt werden muß. Nach ca. 10 Minuten stellt sich ein stabiler Betriebszustand ein, der über mehrere Stunden erhalten bleibt. Diese Prozessierung gelingt auch ohne direkten Sauerstoffeinlaß, solange der Totaldruck über $p = 10^{-6}$ Pa liegt. Der Sondenstrom in eine Apertur von 10^{-2} rad kann bis zu einigen 10^{-7} A betragen.

Als weitere Maßnahme wurde eine Aperturblende in die magnetische Vorbeschleunigungslinse eingebaut. Durch ein frühzeitiges Ausblenden des nicht benötigten Emissionsstromes wird erreicht:

- Die Streuung von Elektronen und Aufladungen durch Elektronen an Bauteilen in Strahlnähe wird verhindert.
- Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Strahlenbündel wird begrenzt.

Die in unserem Labor hergestellte Dünnschichtblende (siehe Abschnitt 13) von 70 µm Durchmesser befindet sich auf einem Türmchen aus Hyperm 0 ungefähr in der bildseitigen Brennebene der magnetischen Vorbeschleunigungslinse. Durch Drehen des Türmchens läßt sich die Blende näherungsweise zur optischen Achse der Magnetlinse zentrieren. Abb. 19 zeigt die Anordnung von Spitze mit Abschirmzylinder, der Magnetlinse mit der Saugelektrode und der Dünnschichtblende. Obwohl der obere Polschuh, die Saugelektrode und die Blende nur lichtoptisch zur unteren Polschuhbohrung zentriert werden können, läßt sich mit Hilfe der Kathodenverkippung eine ausreichende elektronenoptische Zentrierung des Systems erreichen. An der Dünnschichtblende zeigten sich auch nach längerem Betrieb keine Aufladungserscheinungen.

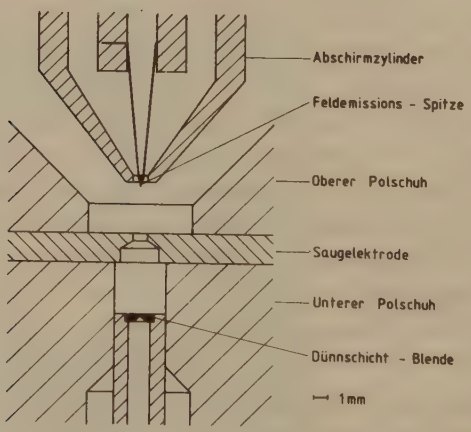


Abb. 19: Anordnung von Spitze, Magnetlinse und Dünnschichtblende

8. MESSUNG DES MITTLEREN RICHTSTRAHLWERTS DES ELEKTRONENSTRAHLERZEUGERS

a) Meßanordnung

Die Bestimmung des Richtstrahlwerts des Elektronenstrahlerzeugungssystems erfordert die gleichzeitige Messung von Sondenradius ρ, Sondenapertur α und des Sondenstroms I_s. Der Aufbau der elektronenoptischen Säule entspricht im wesentlichen dem in Abb. 15 dargestellten. Der Sondenstrom läßt sich mit dem Faradaykäfig und angeschlossenem Picoamperemeter messen. Die Ermittlung der beiden anderen Größen ist aus Abb. 20 ersichtlich.

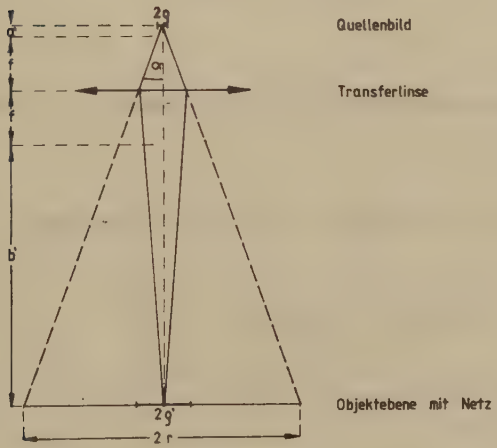


Abb. 20: Anordnung zur Messung des mittleren Richtstrahlwerts

Das Quellenbild im Beschleunigungsfeld wird durch die Transferlinse in die Objektebene des nachgeschalteten Elektronen-

mikroskops abgebildet. Die Vergrößerung des Elektronenmikroskops wird mit einem Netzchen bekannter Maschenweite geeicht. Zur eindeutigen Festlegung der Abbildungsebene werden einige Maschen mit einer streuenden C-Folie überspannt. Der Quellenradius ρ im Beschleunigungsfeld errechnet sich aus der Lateralvergrößerung M_L der Transferlinse und dem gemessenen Radius ρ'. Bei nicht eingeschalteter Transferlinse ergibt sich aus dem Radius des beleuchteten Bereichs r und dessen Abstand vom Quellenbild (a'+2f+b') die Sondenapertur α. Der Richtstrahlwert ergibt sich somit zu:

$$\beta = \frac{I_s}{\pi^2 \cdot \rho^2 \cdot \alpha^2} = \frac{I_s}{\pi^2 \cdot \frac{\rho'^2}{M_L^2} \cdot \left(\frac{r}{a'+b'+2f}\right)^2}$$

$$\beta = \frac{I_s}{\pi^2 \cdot \rho'^2 \cdot r^2 \cdot \left(\frac{1}{M_L \cdot (a'+b'+2f)}\right)^2}$$

Mit den Abbildungsgleichungen $M_L = b'/f$ und $a' = f^2/b'$ ergibt sich für

$$\frac{1}{M_L \cdot (a'+b'+2f)} = \frac{1}{b'/f \cdot (f^2/b'+b'+2f)}$$

$$= \frac{f}{f^2+b'^2+2b'f} = \frac{f}{(b'+f)^2} = \frac{f}{b^2}$$

so daß insgesamt gilt:

$$\beta = \frac{I_s}{\pi^2 \cdot \rho'^2 \cdot r^2 \cdot (f/b^2)^2}$$

Mit Hilfe der experimentell bestimmten Brennweite der Transferlinse läßt sich somit der Richtstrahlwert aus den experimentell bestimmten Größen berechnen.

b) Messung des mittleren Richtstrahlwerts als Funktion der Quellenbildlage im Beschleunigungsfeld

Während der axiale Richtstrahlwert in einem Abbildungssystem konstanten Potentials konstant ist, kann sich der mittlere paraxiale Richtstrahlwert aufgrund der Abbildungsfehler des Systems verändern, wie bereits in Kap. 3a allgemein ausgeführt wurde. Da bei Sondenströmen im Bereich von einigen 10^{-8} A ein starkes Anwachsen der Sondengröße beobachtet wird, haben wir uns bei dieser Messung auf einen Sondenstrom von $I_S \approx 3{,}5 \times 10^{-8}$ A beschränkt. Abb. 21 zeigt die bei einer Saugspannung von U_S = 2 kV und einer Beschleunigungsspannung von U_B = 30 kV gemessenen Werte des Sondenstroms I_S, der Apertur α und des Sondenradius ρ, und des daraus berechneten Richtstrahlwerts β als Funktion

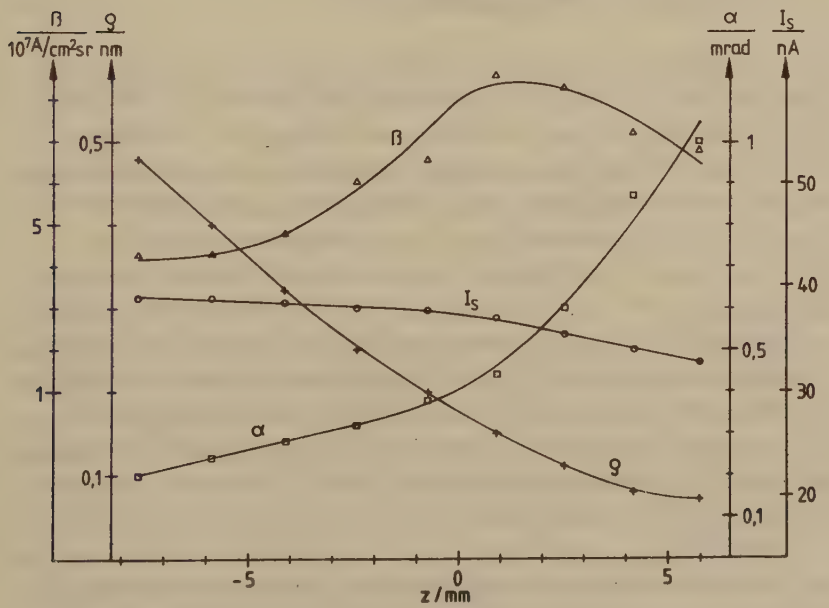


Abb. 21: Sondenstrom I_s, Sondenapertur α, Sondenradius ρ und Richtstrahlwert β als Funktion der Quellenbildlage z

der Quellenbildlage im Beschleuniger, dessen Mittelebene bei z = 0 mm liegt. Wandert das Quellenbild ins Beschleunigungsfeld, so steigt der Richtstrahlwert aufgrund der günstigeren axialen Bildfehler des Systems wie erwartet zunächt an, sinkt dann aber wieder ab. Dies kann erklärt werden durch die Zunahme der Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Strahl bei abnehmender Sondenapertur, die zu einer merklichen Vergrößerung des Sondendurchmessers führt. Der maximale Richtstrahlwert von $\beta = 8 \times 10^{7}$ A/cm² · sr ergibt sich bei einer Sondenapertur von $\alpha = 5 \times 10^{-4}$ rad für 30-kV-Elektronen. Diese Sondenapertur entspricht einer Strahlerapertur der Feldemissionsquelle von $\alpha_o = 10^{-2}$ rad.

c) Messung der Quellengröße und des Richtstrahlwerts als Funktion des Sondenstromes

Bei dieser Messung wurde die Elektronensonde über ein Netzchen auf der Öffnung des Faradaykäfigs gerastert, der über der Objektivlinse des magnetischen Mikroskops angebracht ist (Abb. 15). Das Signal wird durch einen Stromspannungswandler verstärkt einem Oszilloskop oder einem Schreiber zugeführt. Beim Rastern über eine Netzkante erhält man die integrale Stromdichteverteilung in der Sonde. Aus der Signalhöhe läßt sich bei bekannter Verstärkung der jeweilige Sondenstrom I_s bestimmen. Aus der Differenz der geeichten Ablenkströme bei 12 % bzw. 88 % der maximalen Stromhöhe läßt sich bei Annahme eines gaußförmigen Stromprofils die Halbwertsbreite der Sonde bestimmen. Die Apertur α wurde wie im vorigen Abschnitt beschrieben bestimmt. Sie betrug $3{,}7 \times 10^{-4}$ rad.

Um die Optik des Strahlerzeugers bei der Messung nicht zu verändern, wurde der Sondenstrom durch die Änderung des Sauerstoffpartialdrucks und damit der Raumwinkelemission des Emitters eingestellt. Abb. 22 zeigt den Verlauf des Sondenradius ρ für Sondenströme I_s im Bereich von 10^{-8} A bis 3×10^{-7} A.

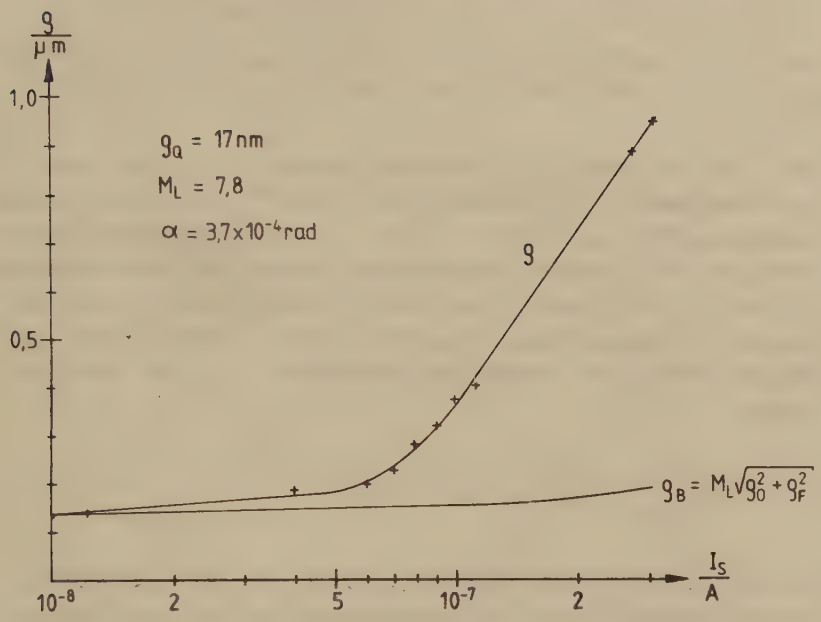


Abb. 22: Sondenradius ρ im Beschleunigungsfeld des Elektronenstrahlerzeugers als Funktion des Sondenstroms I_s

Die hier angegebenen Werte beziehen sich auf die Elektronensonde im Beschleunigungsfeld des Strahlerzeugers. Bis zu einem Sondenstrom von $I_s = 7 \times 10^{-8}$ A steigt der Quellenradius nur langsam an, nimmt dann aber rasch zu. Aus dem beim Strom von $I_s = 10^{-8}$ A gemessenen Sondenradius von $\rho = 140$ nm läßt sich die virtuelle Quelle der Zr-O-W-Kathode berechnen. Der effektive Quellenradius ρ_{eff} errechnet sich aus der Lateralvergrößerung M_L des Strahlerzeugers.

$$\rho_{eff} = \frac{\rho}{M_L} \quad \text{mit} \quad M_L = \frac{1}{M_A} \cdot \sqrt{\frac{U_s}{U_B}} = \frac{\alpha_o}{\alpha_i} \cdot \sqrt{\frac{U_s}{U_B}} = 7{,}8$$

für U_s = 2,4 kV, U_B = 29 kV, $\alpha_o = 10^{-2}$ rad und $\alpha_i = 3{,}7 \times 10^{-4}$ rad.

Damit ergibt sich ρ_{eff} = 18 nm als effektiver Radius der Elektronenquelle. Bei einem Strom von 10^{-8} A, was einer Raumwinkelemission von $dI/d\Omega = 3{,}2 \times 10^{-5}$ A/sr entspricht, beträgt die Energiehalbwertsbreite der Feldemissionselektronen [17] ΔE = 0,8 eV. Bei einem Farbfehlerkoeffizienten der magnetischen Vorbeschleunigungslinse von C_F = 3 mm ergibt sich für den Radius des Farbfehlerscheibchens ρ_F in der Quellenebene:

$$\rho_F = \frac{1}{2} \cdot C_F \cdot \frac{\Delta U}{U_s} \cdot \alpha_o = 5 \text{ nm}$$

Für den Radius der virtuellen Quelle ρ_o der Zr-O-W-Kathode ergibt sich somit bei Vernachlässigung der übrigen Bildfehler ein Wert von:

$$\rho_o = \sqrt{\rho_{eff}^2 - \rho_F^2} = 17 \text{ nm}$$

Dies ist also der wirkliche Radius unserer Feldemissionsquelle, der mit dem von Kelly, Groves und Kuo [18] angegebenen Wert für den virtuellen Quellendurchmesser von d_o = 35 nm gut übereinstimmt. Berücksichtigt man die Zunahme der Energiehalbwertsbreite bei höherer Raumwinkelemission [17], so würde man nur einen geringen Anstieg des Sondenradius ρ_B im Beschleunigungsfeld (Abb. 22) erwarten, d.h. das Anwachsen der Sondengröße kann nicht durch den chromatischen Fehler des Strahlerzeugungssystems erklärt werden. Der steile Anstieg von ρ für Sondenströme $I_s > 7 \times 10^{-8}$ A wird vielmehr durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Strahl verursacht, und zwar hauptsächlich innerhalb der magnetischen Vorbeschleunigungslinse, da hier die Elektronen noch sehr niederenergetisch sind.

Abb. 23 zeigt die Auswirkung des Anstiegs des Sondenradius ρ auf den Richtstrahlwert β. Bis zu einem Strom von 3×10^{-8} A steigt der Richtstrahlwert an, bleibt dann bis zu einem Strom von 7×10^{-8} A nahezu konstant, sinkt dann aber bedingt durch den stark anwachsenden Sondenradius stark ab.

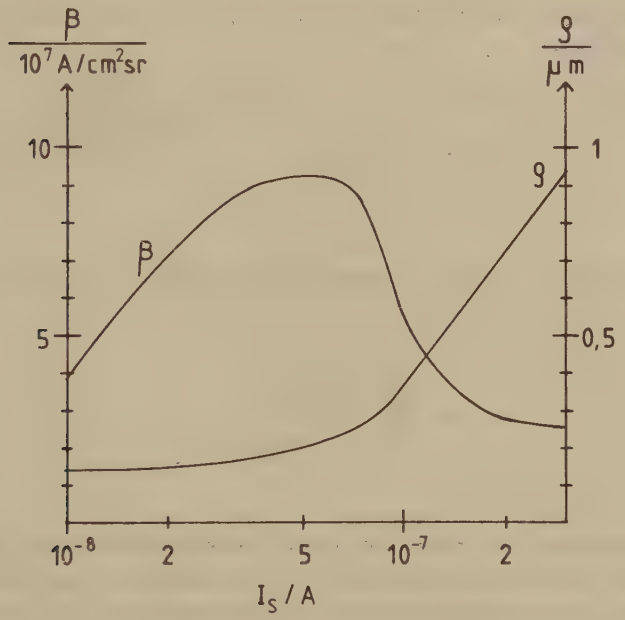


Abb. 23: Sondenradius ρ und Richtstrahlwert β des Strahlerzeugers als Funktion des Sondenstroms I_s

d) Schlußfolgerung

Im Bereich von 10^{-7} A bewirkt die Elektron-Elektron-Wechselwirkung eine starke Verbreiterung des Quellenradius. Nach theoretischen Berechnungen [19,20] ist der Radius der Strahlverbreiterung ρ_w proportional zur Strahllänge L und dem Sondenstrom I_S und umgekehrt proportional zur Sondenapertur α_o

und der Saugspannung U_S hoch 3/2

$$\rho_W \sim \frac{L \; I_S}{\alpha_o \; U_S^{3/2}}$$

Für einen gewünschten Sondenstrom I_S muß bei einer gegebenen Raumwinkelemission des Emitters $\frac{dI}{d\Omega}$ die Apertur α_o zugelassen werden:

$$\alpha_o = \sqrt{\frac{I_S}{\pi \frac{dI}{d\Omega}}}$$

so daß sich die Verbreiterung des Quellenradius ergibt zu:

$$\rho_W \sim \sqrt{\frac{\pi \cdot L^2 \cdot \frac{dI}{d\Omega} \; I_S}{U_S^3}}$$

Zur Minimierung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung stehen damit nur die Strahllänge L und die Saugspannung U_S zur Verfügung. Da eine Reduzierung der Strahllänge nur begrenzt möglich ist, läßt sich nur durch die Verwendung von Feldemissionsspitzen mit größerem Spitzenradius, die bei höheren Spannungen emittieren, eine merkliche Verminderung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung erreichen. So bewirkt beispielsweise eine Erhöhung der Saugspannung von U_S = 2 kV auf U_S = 5 kV eine Verminderung des Wechselwirkungsradius ρ_W um den Faktor 4.

Eine Erhöhung der Saugspannung ist bei der derzeitigen Ausführung des Strahlerzeugers aus drei Gründen etwas problematisch:

- Hochspannungsfestigkeit der Saugspannungszuführungen,

- ausreichende Stromversorgung der magnetischen Vorbeschleunigungslinse,

- günstige Abbildungseigenschaften der Nachbeschleunigungslinse ergeben sich nur für Spannungsverhältnisse von $U_B/U_S > 10$.

Durch konstruktive Abänderungen und Ergänzungen lassen sich diese Mängel jedoch beheben.

9. PRINZIPIELLE ÜBERLEGUNGEN ZUM AUFBAU DES ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBERS

a) Abbildungssystem

Aufgrund der Entwicklung der Lithographie in den Sub-µm-Bereich, haben wir uns entschlossen ein System aufzubauen, das die Möglichkeit beinhaltet, 100-nm-Strukturen aufzuzeichnen.

Nach den Messungen liegt bei einer Sondenapertur von $\alpha = 5 \times 10^{-4}$ rad und bei Sondenströmen im Bereich von 10^{-8} A bis 10^{-7} A der Sondendurchmesser zwischen 0,3 µm und 0,8 µm. Um Strukturen von $\geq$ 100 nm aufzeichnen zu können, muß die Sonde im Beschleunigungsfeld ca. 8 - 10fach verkleinert auf das Substrat abgebildet werden. Dazu bieten sich prinzipiell zwei Möglichkeiten an (Abb. 24):

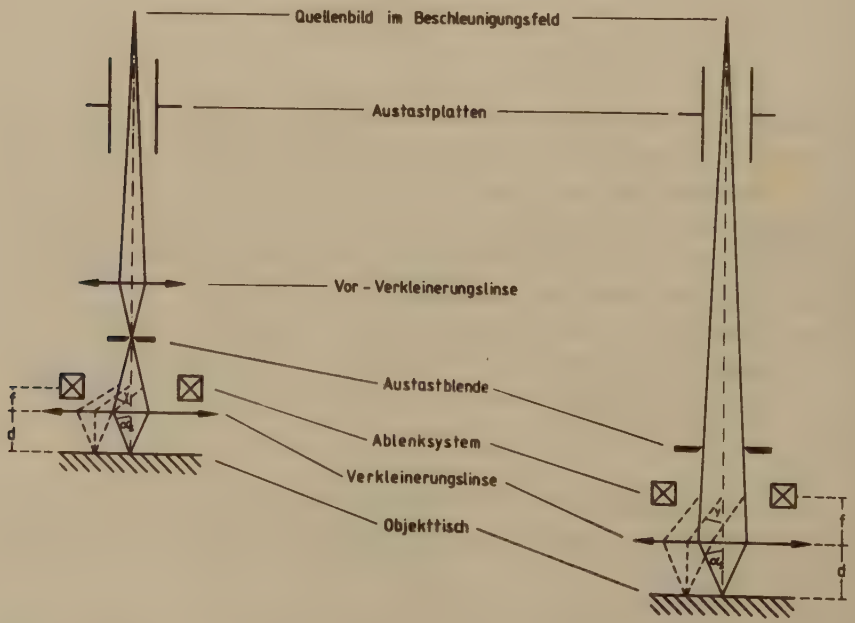


Abb. 24: Einstufige und zweistufige Abbildung

- Die zweistufige Abbildung:
  Eine Vorverkleinerungslinse erzeugt ein Zwischenbild, das mit einer zweiten Verkleinerungslinse auf den Wafer übertragen wird.

  Die einstufige Abbildung:
  Eine langbrennweitige Verkleinerungslinse bildet die Sonde direkt auf das Substrat ab.

Bei einer Sondenapertur in der Schreibebene von $\alpha_S = 5 \times 10^{-3}$ rad und einem Sondenradius von $\rho_S = 25$ nm, darf der Radius des Farbfehlerscheibchens ρ_F nur ein Viertel des Sondenradius betragen. Daraus errechnet sich für den auf die Schreibebene bezogenen, maximalen Farbfehlerkoeffizienten der Verkleinerungslinse $C_F(M^{-1})$:

$$\rho_F = \frac{1}{2} C_F(M^{-1}) \cdot \frac{\Delta U}{U} \cdot \alpha_S \leq \frac{\rho_S}{4} \Longrightarrow$$

$$C_F(M^{-1}) = \frac{\rho_S}{2} \cdot \left(\frac{\Delta U}{U} \cdot \alpha_S \right)^{-1}$$

$$= 12{,}5 \text{ nm} \cdot (1{,}5/30000 \cdot 5\text{x}10^{-3} \text{ rad})^{-1}$$

$$= 50 \text{ mm}$$

Der Farbfehlerkoeffizient C_F für unendlich hohe Vergrößerung, der ungefähr gleich der Brennweite f der Linse ist, errechnet sich somit zu:

$$f \approx C_F = \left(\frac{M^{-1} - 1}{M^{-1}} \right)^2 \cdot C_F(M^{-1}) \quad , \quad M^{-1} < -1$$

Der Abstand d von der Linsenmitte zum Substrat beträgt:

$$d = f + \frac{f}{M^{-1}}$$

Bei einer Anordnung des Ablenksystems in der vorderen Brennebene der Magnetlinse (vgl. Abschnitt b)) errechnet sich der max. Ablenkwinkel γ bei einem Schreibfeldradius von r zu:

$$\gamma = \frac{r}{f}$$

Tabelle 3 zeigt eine Gegenüberstellung der wichtigsten Parameter der einstufigen und der zweistufigen Abbildung.

Tabelle 3: Vergleich der einstufigen mit der zweistufigen Abbildung

Abbildungsart	einstufig	zweistufig
Vergrößerung M	-0,1	-0,2 x -0,5
Sondenapertur α_S	5×10^{-3} rad	5×10^{-3} rad
Sondenradius ϱ_S	25 nm	25 nm
max. Farbfehlerkoeff. C_F	50 mm	50 mm
Brennweite f der Verkleinerungslinse	41 mm	22 mm
Abstand Substrat z. Linsenmitte d	45 mm	33 mm
max. Auslenkwinkel γ bei einem Schreibfeldr. r = 2 mm	2,5°	3,4°
Austastwinkel	$\approx 10^{-3}$ rad	$\approx 10^{-6}$ rad
Säulenlänge l	45 cm	< 30 cm
Fokuszahl	2	3
Flexibilität	gering	groß
Zentrieraufwand	klein	groß

Die zweistufige Abbildung hat den Vorteil größerer Flexibilität, da der Sondendurchmesser in weiten Grenzen variiert werden kann. Aufgrund des Zwischenfokus werden kleine Austastspannungen benötigt, und die Baulänge kann kürzer gehalten werden.

Dem stehen bei der einstufigen Abbildung die Vorteile gegenüber: Vermeidung eines zusätzlichen Fokus, geringerer Zentrieraufwand und größerer Arbeitsabstand, da eine langbrennweitige Transferlinse einsetzbar ist, woraus auch kleinere Ablenkwinkel resultieren. Aufgrund des einfachen Aufbaus und des größeren Arbeitsabstandes wurde eine einstufige Abbildung als Experimentiersystem realisiert.

b) Ablenkstrategie

Für die Anordnung der Ablenksysteme gibt es prinzipiell drei Möglichkeiten (Abb. 25 A - E):

- unterhalb der Magnetlinse (Nachlinsenablenkung)
- innerhalb der letzten Magnetlinse (In-Lens-Deflection)
- oberhalb der letzten Magnetlinse (Vorlinsenablenkung)

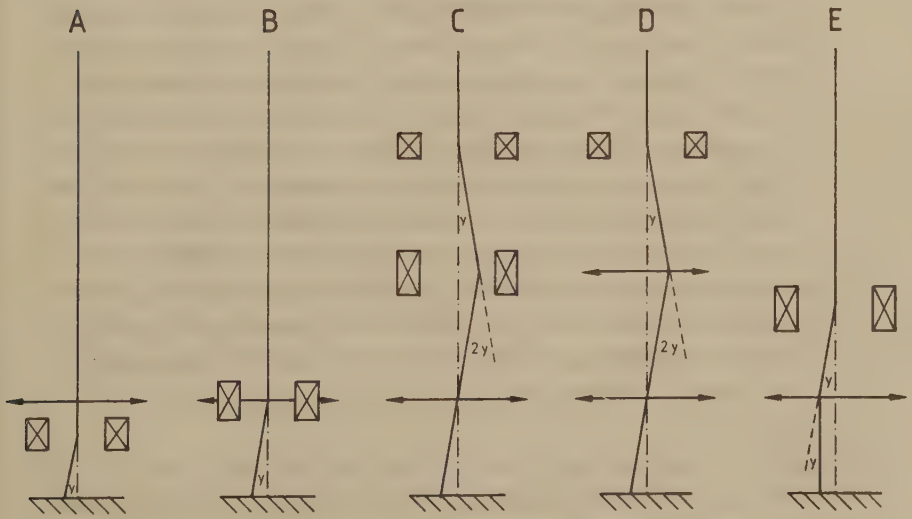


Abb. 25: Anordnung des Ablenksystems

A Nachlinsenablenkung:

Sie liefert theoretisch kleine Ablenkfehler [21], woraus allerdings nur bei großem Arbeitsabstand auch ein großes Schreibfeld resultiert. Sie ist deshalb auch aus Platzgründen nur bei sehr langbrennweitigem Betrieb der letzten Linse möglich.

B In-Lens-Deflection:

Nach theoretischen Berechnungen [21] ergeben sich bei dieser Ablenkstrategie die kleinsten Bildfehler, außerdem ist die Ablenkempfindlichkeit im Linsenfeld am höchsten. Ein schnelles Wechselfeld im Linsenfeld erfordert allerdings eine aufwendige Sandwich-Ferrit-Abschirmung [22], um das Linsenfeld weder zu verzerren noch kurzzuschließen. Die erreichbaren Grenzfrequenzen von 100 kHz sind nur für ein shaped-beam-System ausreichend.

C-E Vorlinsenablenkung:

Die konventionelle Art der Vorlinsenablenkung ist die durch ein Doppelablenksystem (C). Das 1. Ablenksystem lenkt den Strahl um den Winkel γ aus, der dann mit dem 2. System um den Winkel 2γ zurückgelenkt wird, so daß der Elektronenstrahl zentral durch die letzte Linse geht. Aufgrund der doppelten Umlenkung durch das zweite System und dessen außeraxialen Betriebs ergeben sich bei diesem System die größten Aberrationen [21]. Wesentlich kleinere Bildfehler erhält man, wenn man zur Rückkippung eine magnetische Linse verwendet [23]. Damit die Linse möglichst wenig in den Abbildungsstrahlengang eingreift, muß ein Sondenbild in der Hauptebene der Rücklenklinse liegen.

Verzichtet man auf den zentrischen Betrieb der letzten Linse, was bei kleinen Sondenaperturen möglich ist, so bietet sich folgende Anordnung an:

E Das Ablenksystem in der vorderen Brennebene der Magnetlinse lenkt den Strahl aus, der von der Magnetlinse zurückgelenkte Strahl trifft dann senkrecht auf das Objekt auf. Bei diesem System ist gewährleistet, daß die Linse nur soweit außeraxial durchstrahlt wird, wie es auch dem maximalen Schreibfeld entspricht. Ein weiterer Vorteil des Systems liegt darin, daß der Elektronenstrahl senkrecht auf dem Objekt auftrifft, so daß Höhenschwankungen des Substrats eine geringe Rolle spielen. Außerdem ist der Zentrieraufwand im Vergleich zum Doppelablenksystem wesentlich geringer [24].

c) Schematischer Aufbau des Elektronenstrahlschreibers

Abb. 26 zeigt den Aufbau und den Strahlengang des Elektronenstrahlschreibers mit Feldemissionskathode. Das von der magnetischen Vorbeschleunigungslinse im Beschleunigungsfeld erzeugte Quellenbild wird von der Verkleinerungslinse auf das Substrat abgebildet. Zur Strahljustierung dient ein Doppelablenksystem unterhalb des Strahlerzeugers. Die Dunkeltastung erfolgt mit Hilfe eines elektrostatischen Ablenksystems aus zwei senkrecht zueinanderstehenden Kondensatorplattenpaaren. Der Stigmator befindet sich hinter diesen Platten und kann mit der x-y-Verschiebung des Austastsystems auf die optische Achse justiert werden. Die Austastblende ist auf einem Kreuztisch oberhalb des Ablenksystems angeordnet. Das magnetische Ablenksystem befindet sich näherungsweise im Brennpunkt der Verkleinerungslinse. Der Objekttisch mit Wafer läßt sich mit Schrittmotoren in x-y-Richtung und mit einer Mikrometerschraube in z-Richtung verschieben.

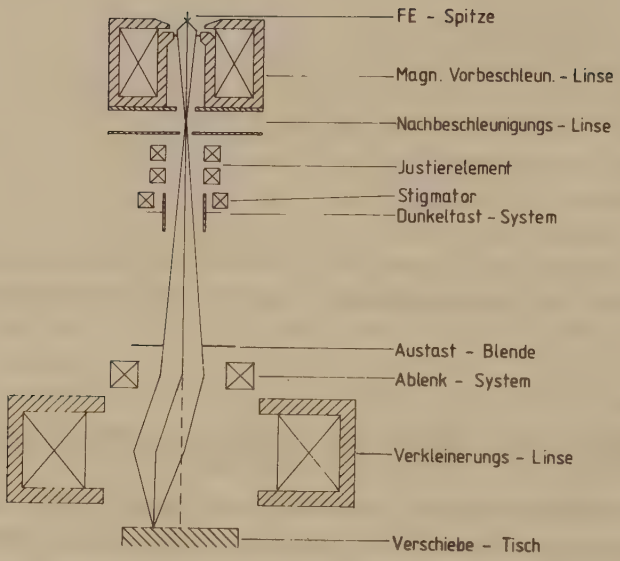


Abb. 26: Aufbau des Elektronenstrahlschreibers mit Feldemissionskathode

10. AUFBAU DES ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBERS

a) Ablenksystem

Dem Ablenksystem kommt in der Elektronenstrahllithographie eine überragende Bedeutung zu. Insbesondere müssen zwei Forderungen gewährleistet sein:

- Die außeraxialen Bildfehler des Systems dürfen auch bei Auslenkungen um einige Grad die axiale Auflösung der Sonde nicht wesentlich verschlechtern.

- Auch bei Bildpunktfrequenzen im Bereich von 1 MHz dürfen keine Feldverzerrungen durch Selbstinduktion, induktive Kopplung der Wicklungen oder Wirbelstromeffekte auftreten.

Zur Ablenkung eines Elektronenstrahls können magnetische oder elektrische Ablenkelemente benützt werden. Elektrostatische Systeme werden in ihrer oberen Grenzfrequenz nur durch ihre eigene Kapazität begrenzt, erzeugen jedoch schon bei geringen Ablenkwinkeln große Aberrationen, so daß sie nur für die schnelle Austastung oder die Mikroauslenkung in Frage kommen. In der Elektronenstrahllithographie werden deshalb für die Strahlauslenkung fast ausschließlich magnetische Toroid- oder Sattelspulen verwendet. Wegen der geringeren Induktivität und der einfacheren Abschirmmöglichkeit wurde ein Sattelspulsystem gebaut.

Um eine homogene Feldverteilung senkrecht zur optischen Achse zu erhalten, sind zwei Wicklungsgeometrien möglich:

- Eine cosinusförmige Wicklungsdichte über einen Zylindermantel ist nur näherungsweise möglich, da wegen der kleinen Selbstinduktivität der Spule nur geringe Wicklungszahlen verwendet werden dürfen.

- Werden die Windungen gleicher Stromrichtung von der optischen Achse aus gesehen im Winkel von $2\,\Theta = 60°$ angeordnet [25] (Abb. 27), so erhält man bei einem Verhältnis von $l/R \geq 2{,}5$ eine homogene Feldverteilung, wobei l die Länge der Spule und R deren Radius ist.

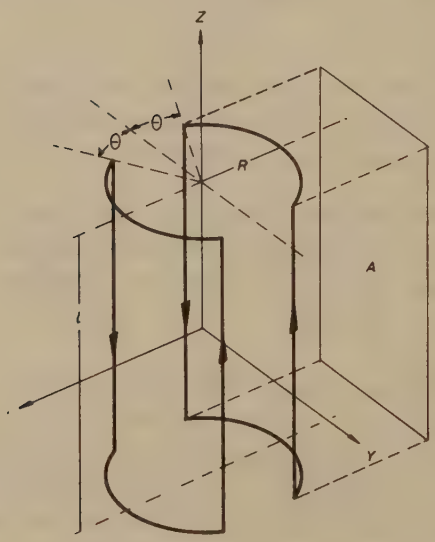


Abb. 27: Schematische Darstellung einer Sattelspule, die ein Feld in x-Richtung erzeugt

Das Frequenzverhalten einer Ablenkspule wird wesentlich durch ihre Selbstinduktivität L bestimmt, die bei einer Sattelspule proportional zum Quadrat der Windungszahl ist.

$$L \sim N^2$$

Da andererseits für den Ablenkwinkel γ gilt:

$$\sin \gamma \sim NI$$

müssen zur Erzielung großer Auslenkung bei kleiner Selbstinduktivität leistungsstarke Stromverstärker verwendet werden, um mit möglichst geringen Windungszahlen auszukommen.

Die Anordnung in Brennpunktsnähe der Verkleinerungslinse macht die Verwendung eines relativ kurzen Ablenksystems erforderlich. Zur magnetischen Abschirmung werden Ferritringe der Firma Valvo verwendet. Sie haben einen Außendurchmesser von 36,6 mm, einen Innendurchmesser von 22,4 mm und eine Höhe von 15,6 mm. Damit man, wie für ein homogenes Feld der Länge l erforderlich, ein $l/R \geq 2{,}5$ erreicht, mußten zwei Ringe aufeinandergesetzt werden, die zur Vermeidung von Luftspalten plangeschliffen wurden. Oben und unten wurden zwei Kappen aus Trovidur auf die Ferritringe aufgesetzt, mit Ausfräsungen zur Führung der Sattelspulwicklungen. Die horizontalen Wicklungen werden weit außen radial geschlossen, um einen zusätzlichen Feldeinfluß in z-Richtung zu verhindern. Da sich die Wicklungen zweier benachbarter Sattelspulen kreuzen, müssen die Wicklungen für die eine Ablenkrichtung etwas über der anderen liegen, woraus sich etwas unterschiedliche Spulenlängen ergeben. Abb. 28 zeigt eine Ansicht des fertiggestellten Ablenksystems.

Abb. 28:
Magnetisches Ablenksystem

Der mittlere Wicklungsradius einer Sattelspule liegt bei $R = 9{,}5$ mm, und die effektive Länge l beträgt 36 mm bzw. 39 mm. Bei einer Windungszahl von $N = 70$ und dem max. zur Verfügung stehenden Ablenkstrom von $I = 400$ mA, ergibt sich

bei einer Beschleunigungsspannung von U = 30 kV nach Zworykin [26] ein max. Ablenkwinkel γ von:

$$\gamma = \arcsin\left(\frac{NI}{\sqrt{U}} \cdot \frac{1}{2R} \cdot \frac{1}{2{,}69}\right)$$

$$\gamma = 6{,}8° = 0{,}12 \text{ rad}$$

Der max. Achsenabstand Δr beim Verlassen des Ablenksystems beträgt somit:

$$\Delta r = 1/2 \cdot \gamma = 2{,}2 \text{ mm}$$

und genügt damit der Forderung für den homogenen Feldbereich, daß $\Delta r < R/4 = 2{,}375$ mm ist.

Die Ferritabschirmung eines Ablenksystems kann näherungsweise als unendlich permeable ebene Wand approximiert werden [27], die eine magnetische Spiegelung bewirkt, so daß man eine gute Abschätzung erhält, wenn man in der obigen Gleichung I durch 2I ersetzt.

Die Feldverteilung in x-Richtung im Ablenksystem wurde für einen Strom von 300 mA mit einer Hallsonde ausgemessen. Abb. 29 zeigt die x-Komponente des Magnetfeldes $H_x(0,0,z)$ entlang der optischen Achse. Am oberen Bildrand ist die Geometrie des Ablenksystems und die Lage des oberen Polschuhs der Magnetlinse angedeutet.

Zur Magnetlinse hin ist ein stärkerer Feldabfall meßbar. Zur Beurteilung der Homogenität wurde in der x-y-Ebene die Ablenkkomponente des Magnetfeldes $H_x(x,y,0)$ in der Mitte des Ablenksystems (z = 0) gemessen. Aus der Abb. 30 ist ersichtlich, daß man für x, y $\leq$ 1,5 mm eine sehr homogene Feldverteilung erhält. Erst für Achsenabstände $r = \sqrt{x^2 + y^2} > 4$ mm ergeben sich größere Abweichungen. Die gemessene Feldabweichung innerhalb des Achsenabstands von 1,5 mm liegt bei 10^{-4} und bei 2,5 mm Achsenabstand unter 3×10^{-4}.

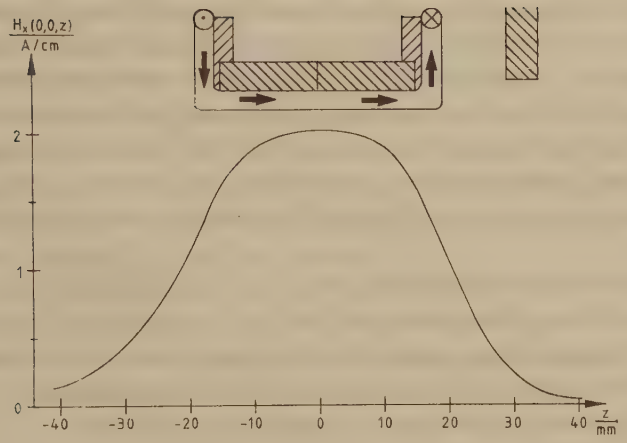


Abb. 29: Magnetfeldstärke $H_x(0,0,z)$ entlang der optischen Achse

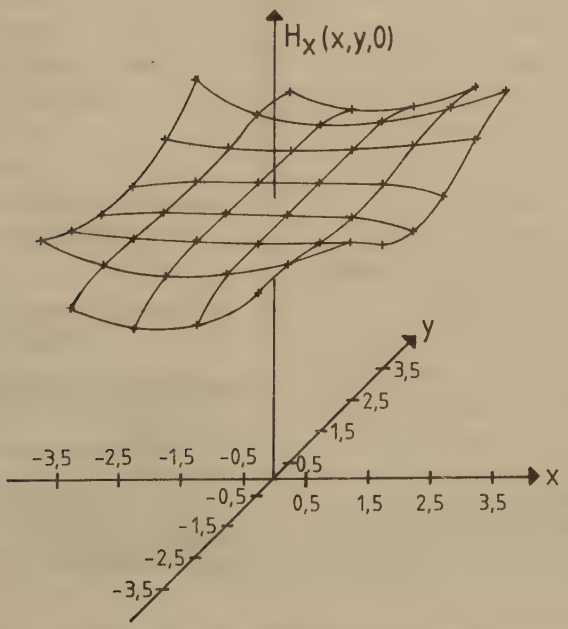


Abb. 30: Magnetfeldverteilung $H_x(x,y,0)$ in der x-y-Ebene

b) Verkleinerungslinse

Als Verkleinerungslinse wurde eine Magnetlinse gebaut mit einer Spaltweite von S = 58 mm und einem Bohrungsdurchmesser von D = 27 mm, woraus sich ein Spalt-Bohrungs-Verhältnis von S/D = 2,15 errechnet. Linsen mit großem Spalt-Bohrungs-Verhältnis haben zwar größere axiale Bildfehlerkoeffizienten, aber kleinere außeraxiale Bildfehler, was für den außeraxialen Betrieb dieser Linse von Bedeutung ist.

Die Bildfehlerkoeffizienten der Verkleinerungslinse wurden für einen Quellenbildabstand von der Linsenmitte von 527 mm numerisch berechnet. Abb. 31 zeigt die wichtigsten Bildfehlerkoeffizienten als Funktion des Arbeitsabstandes z_A (Abstand Unterkante unterer Polschuh zum Substrat).

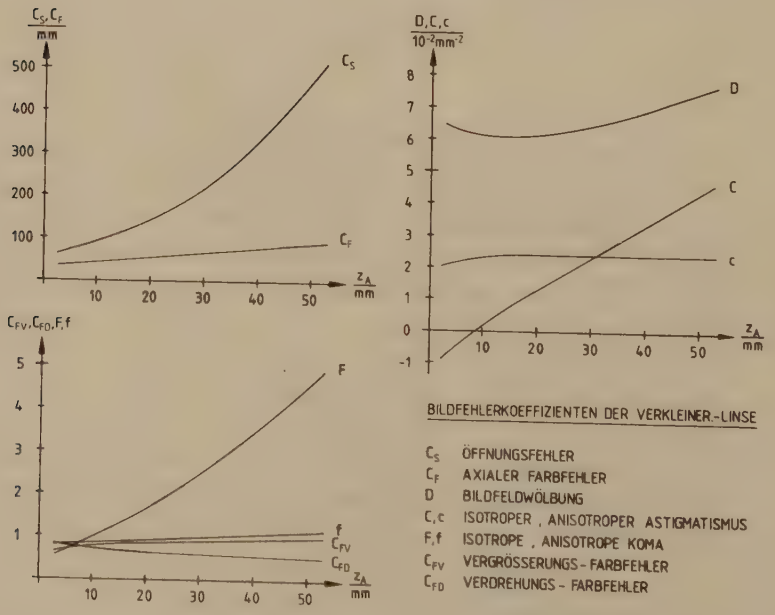


Abb. 31: Bildfehlerkoeffizienten der Verkleinerungslinse als Funktion des Arbeitsabstandes z_A

Aus der Abb. 31 ist ersichtlich, daß bei dieser Anordnung der optimale Arbeitsabstand etwas unterhalb von 10 mm liegt, weil der isotrope Astigmatismus verschwindet, und der Koeffizient der Bildfeldwölbung sein Minimum hat. Auch die anderen Bildfehlerkoeffizienten sind noch sehr klein. Um das Ablenksystem in der Nähe des vorderen Brennpunkts der Verkleinerungslinse anbringen zu können, wurde für die ersten Aufzeichnungen ein Arbeitsabstand von z_A = 23,8 mm gewählt. In der Tabelle 4 sind die wichtigsten Daten der Abbildung für diesen Arbeitsabstand zusammengestellt.

Tabelle 4: Abbildungsdaten der Verkleinerungslinse für einen Arbeitsabstand von 23,8 mm

Spaltweite	S	= 58 mm
Bohrungsdurchmesser	D	= 29 mm
Arbeitsabstand	z_A	= 23,8 mm
Amperewindungszahl (30 kV)	NI	= 1205 A
Reale Brennebene	z_f	= 51,5 mm
Reale Brennweite	f	= 54,8 mm
Sondendurchmesser	d_S	< 100 nm
Sondenapertur	α_S	= $4,3 \times 10^{-3}$ rad
Bilddrehwinkel	φ	= 73°
Öffnungsfehlerkoeffizient	C_S	= 170 mm
Farbfehlerkoeffizient	C_F	= 56,5 mm
Isotrope Koma	F	= 1,9
Anisotrope Koma	f	= 0,9
Bildfeldwölbung	D	= $6,2 \times 10^{-2}$ mm^{-1}
Isotroper Astigmatismus	C	= $1,7 \times 10^{-2}$ mm^{-1}
Anisotroper Astigmatismus	c	= $2,4 \times 10^{-2}$ mm^{-1}
Vergrößerungsfarbfehler	C_{FV}	= 0,9
Verdrehungsfarbfehler	C_{FD}	= 0,6
Isotrope Verzeichnung	E	= $7,2 \times 10^{-4}$ mm^{-2}
Anisotrope Verzeichnung	e	= $2,7 \times 10^{-4}$ mm^{-2}

Aufgrund der kleinen Apertur im Ablenkfeld und des kleinen Ablenkwinkels können die Bildfehler des Ablenksystems in erster Näherung vernachlässigt werden, so daß die Bildfehlerscheibchen sich mit Hilfe der Bildfehlerkoeffizienten der Magnetlinse bei einer Energiebreite von $e\Delta U$ = 1,5 eV und einer Spannung von 30 kV wie folgt berechnen:

1. Öffnungsfehler

$$\delta_S = C_{S/2}\,\alpha^3 = 7 \text{ nm}$$

2. Axialer Farbfehler

$$\delta_F = C_F \frac{\Delta U}{U}\,\alpha = 12 \text{ nm}$$

3. Bildfeldwölbung und außeraxialer Astigmatismus

$$\delta_{D,C} = 2\left(|D + C| + \sqrt{C^2 + c^2}\right)\alpha r^2 = 4{,}7 \times 10^{-4}\ \text{mm}^{-1}\ r^2$$

4. Koma

$$\delta_{F,f} = 6\sqrt{F^2 + f^2}\,\alpha^2 r = 2{,}6 \times 10^{-4}\ r$$

5. Außeraxiale Farbfehler

$$\delta_{FV,FD} = \sqrt{C_{FV}^2 + C_{FD}^2}\,\frac{\Delta U}{U}\,r = 5{,}4 \times 10^{-5}\ r$$

Der Sondendurchmesser d_s im Achsenabstand r ergibt sich näherungsweise durch die quadratische Überlagerung der einzelnen Bildfehlerscheibchen.

$$d_s = \left(\delta_G^2 + \delta_S^2 + \delta_F^2 + \delta_{D,A}^2 + \delta_{F,f}^2 + \delta_{FV,FD}^2\right)^{1/2}$$

wobei δ_G der geometrisch-optische Sondendurchmesser ist.

Aus der obigen Aufstellung ist ersichtlich, daß für Achsenabstände r > 1 mm die Unschärfe durch die Bildfeldwölbung den wesentlichen Beitrag zur außeraxialen Sondenverbreiterung ausmacht. Bei Achsenabständen r < 0,5 mm oder bei Korrektur der Bildfeldwölbung tritt hauptsächlich die Koma in Erscheinung.

c) Anordnung von Magnetlinse und Ablenksystem

Abb. 32 zeigt einen Schnitt durch die Konstruktionszeichnung von Magnetlinse, Ablenksystem und der Vakuumführung. Die Flußführung der Magnetlinse besteht aus einem Zylinder aus Weicheisen und zwei verschraubten Polplatten, die jeweils zur Linse hin hochgezogen wurden, um das Ablenksystem und das Substrat möglichst nah an die Linse heranbringen zu

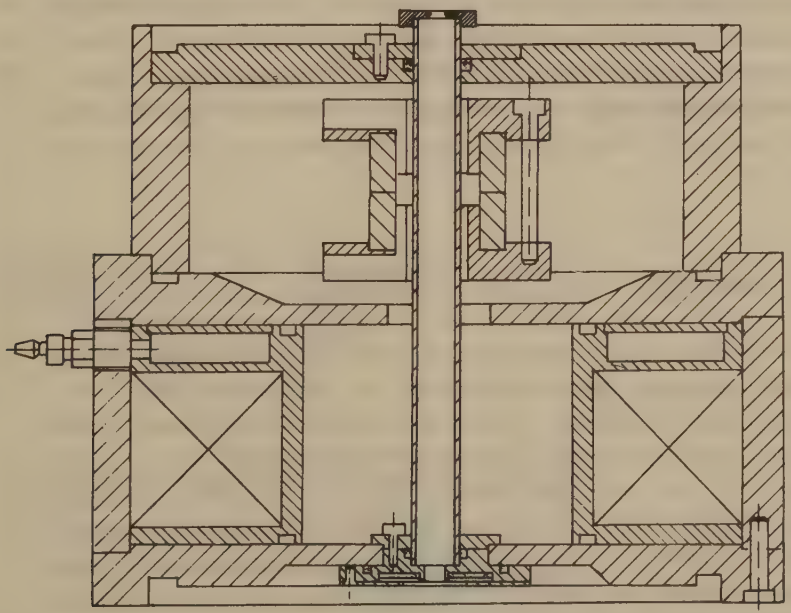


Abb. 32: Anordnung von Verkleinerungslinse, Ablenksystem und Vakuumführung

können. Der Spulenkörper aus Messing mit 7000 Windungen hat eine Wasserkühlung. Das Sattelspulsystem hat einen Abstand vom oberen Polschuh von 6 mm. Um zwischen Ablenksystem und Elektronenstrahl Wirbelstromeffekte zu verhindern, die eine Verzerrung des Ablenkfeldes bei hohen Frequenzen zur Folge haben, muß die Vakuumführung zwischen Ablenkelement und Elektronenstrahl aus Isolatormaterial bestehen. Um Aufladungen durch den Elektronenstrahl zu verhindern, darf auf ihrer Innenseite nur eine dünne Metallschicht aufgebracht werden, deren Dicke weit unterhalb der Skin-Tiefe liegen muß, die im Bereich von 1 MHz bei einigen µm liegt. Zur Vakuumführung dient ein von innen mit Titan bedampftes Glasrohr. Da Titan sublimiert, kann es direkt von einem durch das Glasrohr gespannten Titan-Heizdraht abgedampft werden. Dadurch ergeben sich sehr gleichmäßige Schichten einheitlicher Dicke. Aufladungen am Titan konnten nicht beobachtet werden. Das Glasrohr, das oberhalb des Ablenksystems radial gedichtet wird, verläuft auch durch den Linsenspalt und wird auf Höhe des unteren Polschuhs mit einem Viton-O-Ring gedichtet. Durch diese Vakuumführung besteht die Möglichkeit, zu einem späteren Zeitpunkt das Ablenksystem innerhalb der Magnetlinse unterzubringen. Unterhalb der Magnetlinse befindet sich die Halterung für den Halbleiterdetektor.

d) Objekttisch

Zur Halterung der zu belichtenden Si-Scheiben wird ein von M. Mayr gebauter Registriertisch [28] verwendet. Ein mit Hilfe zweier senkrecht zueinander angeordneten Schrittmotoren läßt sich mit einer Positioniergenauigkeit von 1 µm der Tisch um $\pm$ 12,5 mm verschieben. Dies erlaubt eine genaue Positionierung der Si-Scheibe und die Belichtung größerer Flächen. Durch die Höhenverstellung des Tisches mit einer Mikrometerschraube kann der Abstand Linse - Objekttisch verändert werden, wodurch ein etwas anderer Abbildungsmaßstab des Systems gewählt werden kann. Zur genauen Ausrichtung

des Wafers zum Elektronenstrahl kann der Tisch mit Hilfe einer zweiten Mikrometerschraube um ± 15° gedreht werden. Die Bestückung der Objektkammer erfolgt durch eine in der Säule angebrachte Klappe.

e) Detektoranordnung

Zur Scharfstellung, Wafer-Justierung und Astigmatismuskorrektur kann das von Registriermarken auf dem Substrat erhaltene Signal benützt werden. Zumeist werden dazu die beim Rastern über eine Kante reflektierten Elektronen detektiert. Es wurde deshalb ein ringförmiger Halbleiterdetektor oberhalb der Si-Scheibe an der Unterkante des unteren Polschuhs der Verkleinerungslinse angebracht. Schreibt man zur Unterdrückung des Proximity-Effekts auf für Elektronen transparente Folien bzw. Membranen oder verwendet Siliziumscheiben mit Durchgangsloch, so kann man die transmittierten Elektronen zur Signalverarbeitung verwenden. Es wurde deshalb unterhalb einer Blende ein weiterer Halbleiterdetektor eingebaut (Abb. 33). Bei Verwendung einer speziell präparierten Si-

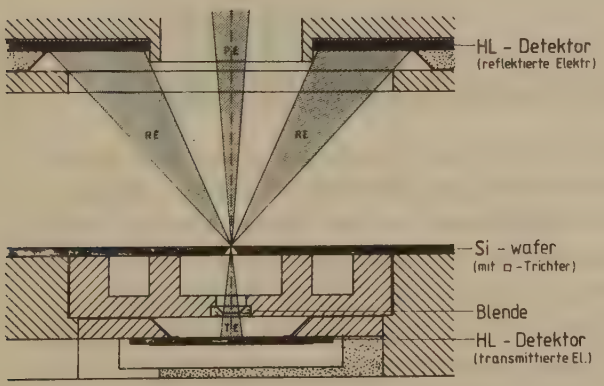


Abb. 33: Detektoranordnung

Scheibe mit einem anisotrop geätzten Trichter, kann durch Rastern über eine Kante der Sondendurchmesser bestimmt und der Sondenstrom gemessen werden. Auch zur genauen Astigmatismuskorrektur kann diese Anordnung verwendet werden. Das von den Detektoren erhaltene Signal wird direkt verstärkt oder über ein Differenzglied auf ein Oszilloskop gegeben, das mit dem Ablenkstrom synchronisiert ist.

f) Ansteuerung des Elektronenstrahlschreibers

Die Bildaufzeichnung erfolgt mit Hilfe einer von J. Greschner und R. Speidel [29] gebauten opto-elektronischen Analogsteuerung. Die Originalvorlage befindet sich auf einer rotierenden Walze, die mit einer Auflichtoptik in Längsrichtung abgetastet wird. Das optische Hell-Dunkel-Signal wird elektronisch in ein Spannungssignal umgewandelt, das, an die Austastplatten angelegt, die Dunkeltastung steuert. Synchron mit der Umdrehung der Walze läuft die schnelle x-Ablenkung des Elektronenstrahls im Schreiber, während die langsame y-Ablenkung durch die Bewegung des Abtastkopfes gesteuert wird, so daß das Muster verkleinert auf das Substrat übertragen wird.

g) Gesamtansicht des Elektronenstrahlschreibers

Abb. 34 zeigt eine Ansicht des Elektronenstrahlschreibers mit peripherer Versorgung. Die elektronenoptische Säule hängt frei an drei Halterungen an der oberen Platte, die auch den Strahlkopf trägt. Der Verschiebetisch wird von drei Bolzen gehaltert unten an das System angeflanscht. Durch die Befestigung des gesamten Systems an einer gemeinsamen Platte wird eine bessere mechanische Stabilität erreicht. Auch lassen sich durch Herausnehmen eines in der Höhe verstellbaren Bauteils leicht Umbauten in der Säule vornehmen.

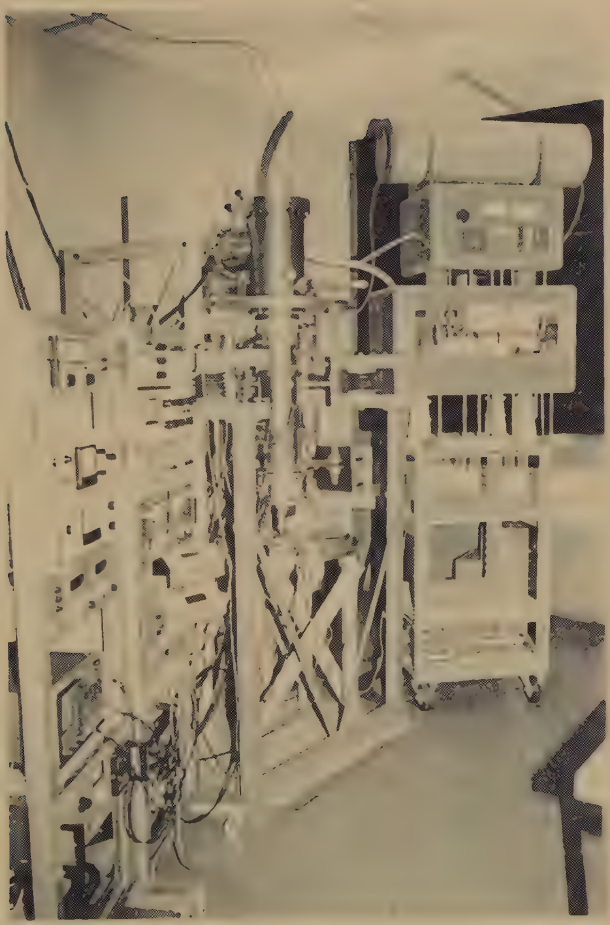


Abb. 34: Ansicht des Elektronenstrahlschreibers

11. BETRIEB UND JUSTIERUNG DES ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBERS

a) Scharfstellverfahren

Zur Abbildung der Elektronenquelle auf den Si-Wafer wurde der folgende "Scharfstellprozeß" durchgeführt. Da der Strahlerzeuger nur bei einer Quellenbildlage im Beschleunigungsfeld den maximalen Richtstrahlwert liefert, muß sichergestellt werden, daß diese Ebene in die Objektebene abgebildet wird. Dies wird durch eine definierte Erregung der magnetischen Vorbeschleunigungslinse nur unzureichend gewährleistet, da eine Brennweitenänderung durch Remanenzeffekte, ein veränderter Spitzenabstand nach Kathodenwechsel, oder eine Änderung der virtuellen Quellenlage, verursacht durch die thermische Ausdehnung der Spitze bzw. einer veränderten Abschirmzylinderspannung, eine große Änderung der Bildlage der magnetischen Vorbeschleunigungslinse zur Folge haben.

Es wurde deshalb folgendes Verfahren angewandt:
Bei ausgeschalteter Vorbeschleunigungslinse liegt das Quellenbild des Strahlerzeugers näherungsweise im Brennpunkt des Beschleunigers, ca. 10 mm unterhalb der Mitte des Nachbeschleunigungssystems. Mit Hilfe der Verkleinerungslinse wird zunächst dieses Bild im Abstand l von der Verkleinerungslinse in die Objektebene abgebildet, woraus sich der Linsenstrom I der Verkleinerungslinse ergibt. Will man nun die Mitte des Nachbeschleunigungssystems abbilden, muß der Strom der Verkleinerungslinse um ΔI verringert werden, der sich wie folgt berechnen läßt:

$$\Delta I = - M_L \frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{I}{2}$$

wobei M_L der Abbildungsmaßstab der Verkleinerungslinse ($M_L = 0{,}12$) und Δl der Abstand von der Mitte bis zum Brennpunkt des Beschleunigers ($\Delta l = 10$ mm) ist. Durch Defokussieren um den Strombetrag ΔI wird somit sichergestellt, daß die Mitte des Beschleunigungsfeldes abgebildet wird. Die

magnetische Vorbeschleunigungslinse wird nun so erregt, daß sich ein möglichst steiles Kantensignal ergibt.

b) Astigmatismuskorrektur

Abb. 35 zeigt die prinzipielle Anordnung zur Korrektur des Astigmatismus. Der Ablenkstrom eines Sägezahngenerators wird mit Hilfe eines Reed-Relais abwechselnd auf die x-Ablenkung bzw. y-Ablenkung des Elektronenstrahls geschaltet, so daß nacheinander über zwei senkrechte Kanten eines in eine Si-Scheibe geätzten Trichters gerastert wird. Das vom Halbleiter-Detektor erzeugte Stromsignal wird von einem Strom-Spannungswandler verstärkt und über ein Differenzierglied auf die Vertikalablenkung eines Oszillographen gegeben, dessen Horizontalablenkung synchron zum Ablenkstrom läuft. Dadurch ist es möglich, die beiden differenzierten Kantensignale gleichzeitig auf dem Schirm darzustellen. Bei astigmatischer

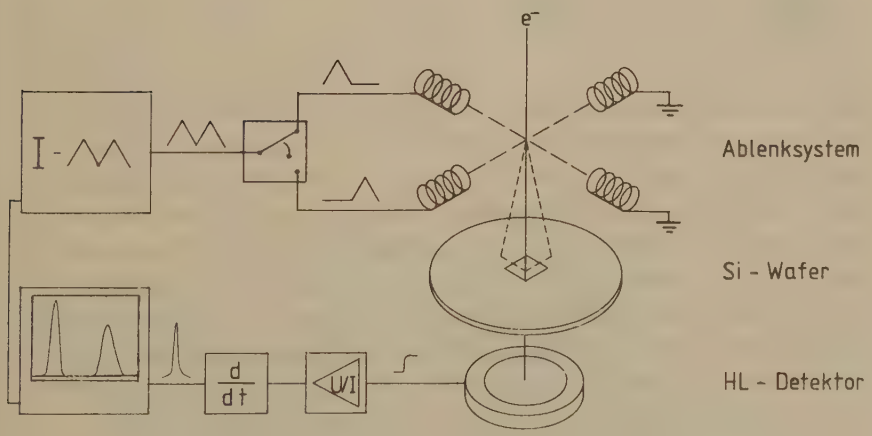


Abb. 35: Prinzipielle Darstellung der Astigmatismuskorrektur

Abbildung ergeben sich zwei unterschiedliche Strahlprofile. Durch eine geeignete Stigmatorerregung lassen sich zwei nahezu identische Sondenprofile erreichen. Ergibt sich bei einer Defokussierung eine symmetrische Verbreiterung der beiden Profile, dann ist garantiert, daß der Astigmatismus korrigiert ist und nicht auf den Kreis kleinster Verwirrung eingestellt wurde.

Um ein Auswandern der auf dem Oszilloskop dargestellten Stromprofile bei einer Änderung der Stigmatorerregung zu verhindern, muß der Stigmator zur optischen Achse zentriert sein. Er wurde deshalb auf der x-y-Verschiebung der Dunkeltastplatten angebracht.

Dieses Korrekturverfahren ist auch mit den rückgestreuten Elektronen möglich, wenn sich auf dem Wafer zwei senkrechte Justiermarken befinden. Bei kleinen Sonden werden allerdings hohe Anforderungen an die Kantenschärfe der Registriermarken gestellt.

c) Belichtung

Die Belichtung erfolgt auf 2 Zoll Si-Wafern, die mit einer 200 nm dicken PMMA-Schicht bedeckt sind, die durch "Spin Coating" aufgebracht wurde. In ihrer Mitte wird zur Scharfstellung und zur Astigmatismuskorrektur eine Au-Pd-Netzstruktur aufgedampft. Die freie Innenbohrung des Halbleiterdetektors für die reflektierten Elektronen begrenzt das maximal zu belichtende Feld auf einen Durchmesser von 7 mm. Während der Belichtung liefert der Detektor das Hell-Dunkel-Signal der Austastung, so daß auf dem Oszilloskop eine Zeile des Musters aufgezeichnet wird. Dadurch ist eine Kontrolle der Belichtung möglich. Durch die Tischverschiebung lassen sich nacheinander mehrere Felder auf der Si-Scheibe belichten.

12. ERSTE AUFZEICHNUNG IM ELEKTRONENSTRAHLSCHREIBER MIT FELDEMISSIONSKATHODE

a) Belichtung eines Testmusters

Zunächst wurde ein Testmuster, bestehend aus senkrechten und waagrechten Balken unterschiedlicher Breite und unterschiedlichen Abständen, aufgezeichnet. Abb. 36 zeigt lichtmikroskopische Aufnahmen der Gesamtstruktur und einige Ausschnittsvergrößerungen.

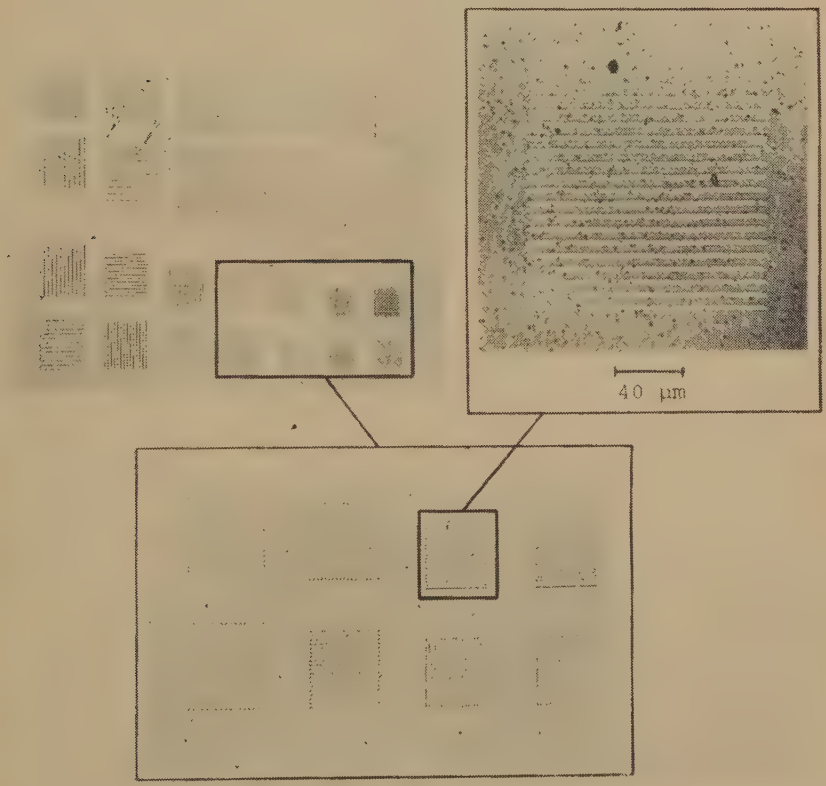


Abb. 36: Teststruktur mit Ausschnittsvergrößerungen

Auf den Ausschnittvergrößerungen ist erkennbar, daß die Ränder senkrecht zum langsamen Sägezahn (Zeile) eine regelmäßige Zackung aufweisen. Teilweise ergibt sich innerhalb der belichteten Struktur eine Feinstruktur (Abb. 37).

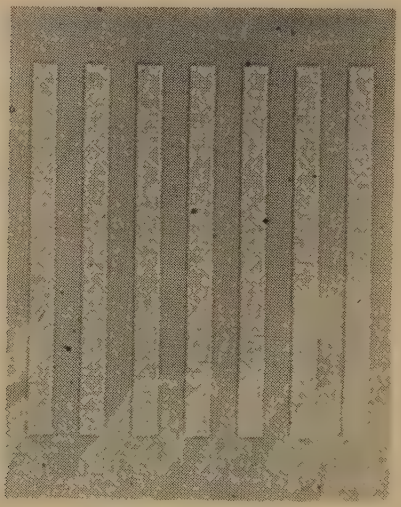


Abb. 37:
Belichtete Struktur mit periodischer Feinstruktur

Eine direkte Zuordnung der Linien zur Linienzahl des Ansteuerungssystems ist nicht möglich, da die Periode der Randzackung und der Feinstruktur um den Faktor 10 größer ist als der errechnete Linienabstand. Um die Ursache für diesen Effekt zu ergründen wurden Linien geschrieben, deren Abstand so groß war, daß sie deutlich getrennt aufgezeichnet wurden. Abb. 38 zeigt zwei Ausschnitte eines solchen Linienrasters. Die Linien sind nicht äquidistant, sondern es ergibt sich eine periodische Abstandsänderung der Linien. Die Periode liegt in der Gegend von einigen Hertz und hängt etwas von der Frequenz des langsamen und des schnellen Sägezahns ab. Eine entsprechende Modulation des langsamen Sägezahns konnte nicht gefunden werden. Da dieser Effekt bei unserem Mikroschreiber mit thermischer Kathode bei großen Bildfeldern ebenfalls erkennbar war, konnte ein Fehler im Elektronenstrahlschreiber ebenfalls ausgeschlossen werden.

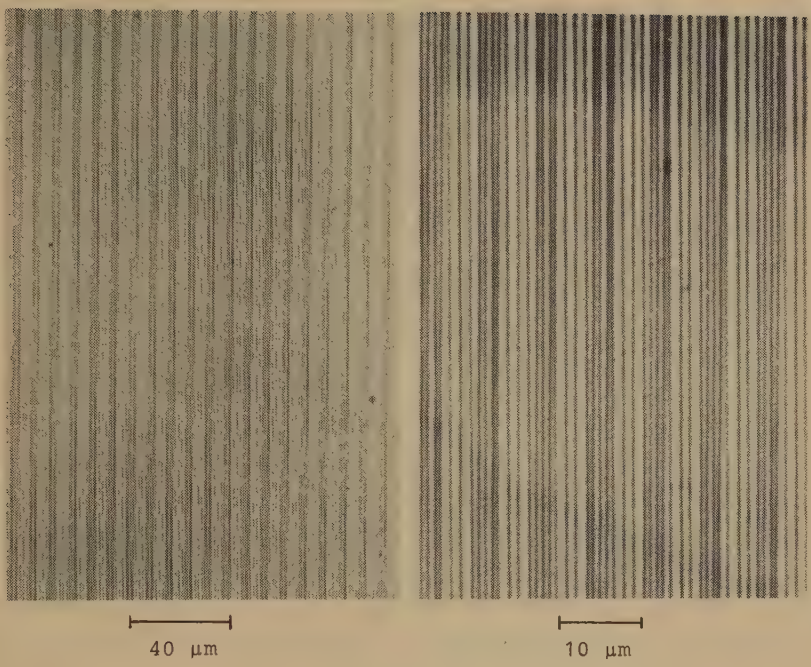


Abb. 38: Lichtmikroskopische Ausschnittsvergrößerung eines Linienmusters

Um periodische Auf- und Entladungen entlang des Strahles oder auf dem Substrat auszuschließen, wurde das dünn mit Metall bedampfte Glasrohr in der elektronenoptischen Säule durch ein Kupferrohr ersetzt, bzw. das Substrat mit Gold bedampft, woraus sich jedoch keine Verbesserung ergab. Obwohl bei den verwendeten langsamen Ablenkfrequenzen eine induktive Kopplung von x- und y-Ablenkung sehr unwahrscheinlich ist, wurden sicherheitshalber andere Ablenkelemente verwendet, und auch die x- und y-Ablenkspulen im Abstand von einigen cm angebracht. Um eine periodische Feldverzerrung des Magnetlinsenfeldes durch das Ablenksystem auszuschließen, wurde der Abstand des Ablenksystems zum oberen Polschuh vergrößert. Alle diese Versuche blieben erfolglos.

Bei der gewählten Ablenkstrategie wird ein Ablenksystem zur Auslenkung und eine Magnetlinse zur Rücklenkung verwendet, die aus zwei unabhängigen Stromversorgungen betrieben werden, was Schwebungen zwischen Auslenkung und Rücklenkung zur Folge haben könnte. Allerdings ergab sich auch bei der untersuchten Nachlinsenablenkung eine periodische Änderung des Linienabstandes.

Betrachtet man den Einsatzpunkt des periodischen Linienmusters, so stellt man fest (Abb. 39), daß bei geringerem Linienabstand die Linien später starten (und früher endigen). Dieses Ergebnis macht folgende Erklärung wahrscheinlich: Da langsamer und schneller Sägezahn nicht synchronisiert sind, führen Frequenz- und Amplitudenschwankungen der beiden Sägezähne zu den beobachteten Schwebungen.

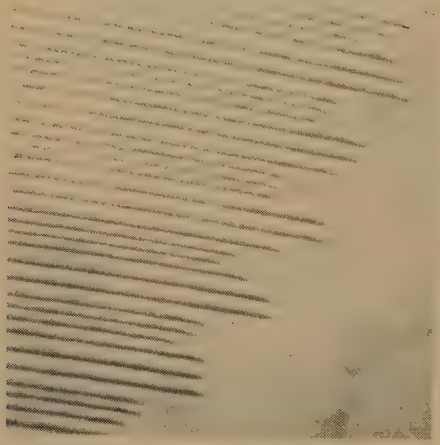
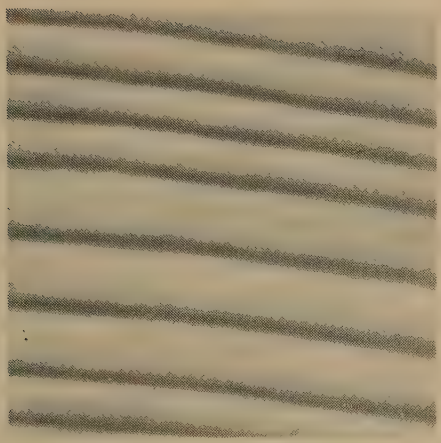


Abb. 39:
Rastermikroskopische Aufnahme der Einsatzpunkte eines Linienmusters

Abb. 40 zeigt eine rastermikroskopische Ausschnittsvergrößerung des obigen Linienmusters. Der Abstand der Linien liegt zwischen 500 nm und 800 nm, und die Linien sind ca. 80 nm breit. Die gekrümmten Linien werden durch die Verzeichnung des Rastermikroskops vorgetäuscht.



1 µm

Abb. 40:
Rastermikroskopische Aufnahme zur Bestimmung der Linienbreite

Durch die Verwendung der Stromsägezähne aus dem Rastergenerator eines Stereoscan Rastermikroskops der Firma Cambridge ließ sich ein äquidistantes Linienmuster erzeugen, aber auch nur dann, wenn die beiden Sägezähne kalibriert (geeicht) waren. Abb. 41 zeigt einen Ausschnitt aus einem Linienmuster mit einem Linienabstand von ca. 1 µm.

20 µm

Abb. 41:
Feld mit äquidistanten Linien im Abstand von 1 µm

b) Linienzahl des Mikroschreibers

Die Qualität eines Elektronenstrahlschreibers wird charakterisiert durch die Linienzahl, dies ist die Bildfeldlänge dividiert durch Linienbreite. Mit Systemen ohne Ablenkfehlerkorrektur können Linienzahlen in der Gegend von 10000 erreicht werden [30,31]. Bei Systemen mit der allerdings sehr aufwendigen dynamischen Bildfehlerkorrektur läßt sich eine Linienzahl von 20000 und mehr erzielen [32].

Bei der Belichtung größerer Felder mit unserem Schreiber hat sich gezeigt, daß durch die Bildfeldwölbung die Scharfstellebene über ein Feld von 4 mm x 4 mm nicht konstant ist. Um die Linienbreite im außeraxialen Bereich zu bestimmen wurde ein Feld belichtet, bei dem die Bildfeldschale die Außenbereiche des Feldes schneidet, so daß man hier scharfe Linien erhält. Abb. 42 zeigt ein mit einem Sondenstrom von 6×10^{-8} A belichtetes Schreibfeld mit einer Kantenlänge von 3,8 mm x 4 mm und rastermikroskopische Ausschnittsvergrößerungen von der Mitte und zwei gegenüberliegenden Ecken. An der Graufärbung des Feldes ist erkennbar, daß im mittleren Bereich andere Belichtungsverhältnisse vorlagen als am Rand. Die Linien in der Mitte sind aufgrund der Unschärfe durch die Bildfeldwölbung verbreitert und auch nicht durchbelichtet. Die Linienbreite beträgt hier 400 nm. In den Randgebieten erhält man scharfe, durchbelichtete Linien mit einer Breite von 150 bzw. 200 nm. Nimmt man für die Linienbreite einen mittleren Wert von 300 nm, so errechnet sich eine Linienzahl des Systems von mindestens 12000. Da die Bildfeldwölbung durch eine zusätzliche Fokussierungsspule relativ leicht dynamisch korrigiert werden kann, läßt sich die Linienzahl auf > 20000 steigern.

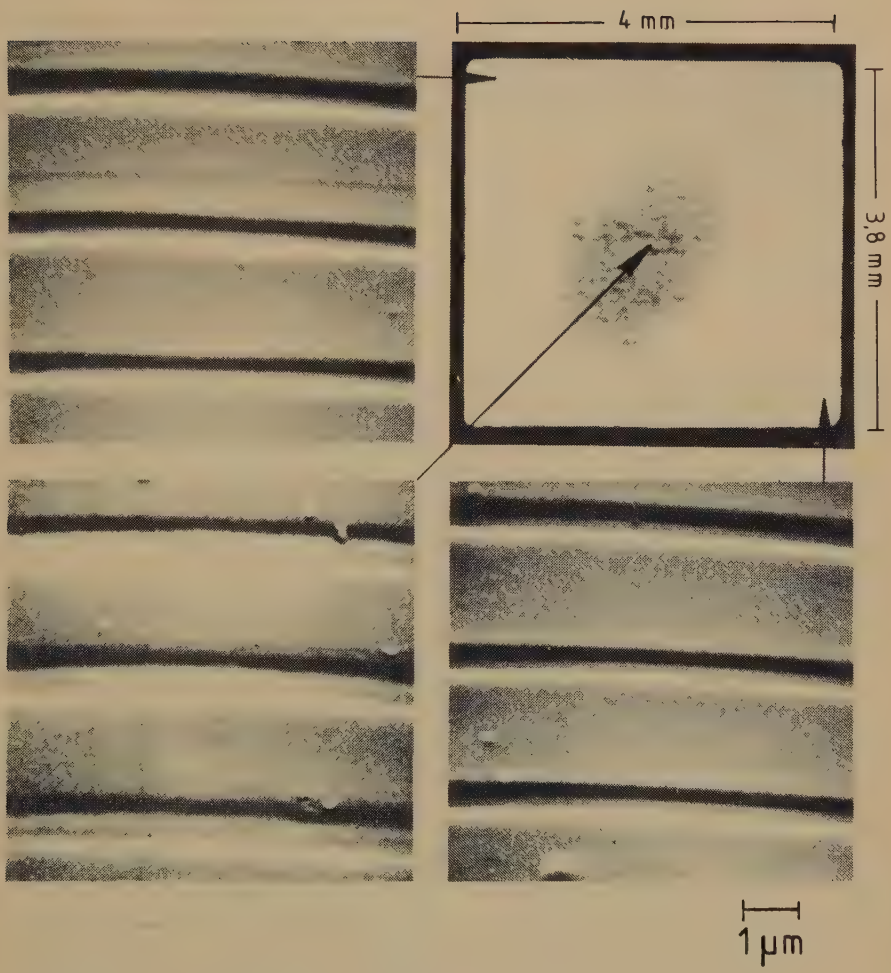


Abb. 42: Aufnahmen zur Bestimmung der Linienzahl in einem Bildfeld von 3,8 mm x 4 mm Kantenlänge

c) Bildaufzeichnung

Um das axiale Auflösungsvermögen und die Langzeitstabilität des Mikroschreibers zu demonstrieren wurde eine Federzeichnung (Abb. 43) verwendet, die eine Ansicht der Tübinger Stiftskirche zeigt. Die auf die Walze gespannte Reproduktion der Federzeichnung hat eine Größe von 33 cm x 47 cm.

5 cm

Abb. 43:
Originalvorlage

Die Belichtung erfolgte auf einem mit Kollodium beschichteten, oxidierten Si-Wafer. Durch den Elektronenbeschuß verringert sich die Dicke des Kollodiums, so daß sich je nach Belichtungsdosis unterschiedliche Interferenzfarben ergeben. Ohne Entwicklung erhält man einen Farbkontrast. Aufgrund der geringen Empfindlichkeit des Kollodiums von $Q \approx 10^{-2} \frac{C}{cm^2}$ beträgt die Belichtungszeit für eine Struktur von ca. 0,5 mm x 1 mm und einen Sondenstrom von 10^{-8} A ca.

30 min, so daß eine gute Langzeitstabilität des Systems erforderlich ist. Insbesondere bewirken kleinste Stromänderungen bereits eine deutliche Farbverschiebung. Abb. 44 zeigt zwei lichtmikroskopische Farbfotografien der belichteten Gesamtstruktur mit einer Kantenlänge von 686 µm x 1180 µm bzw. 509 µm x 769 µm. Auf den Aufnahmen ist erkennbar, daß alle Details der Originalvorlage wiedergegeben sind. Die einheitlich dunklen Stellen der Federzeichnung zeigen in der Aufzeichnung eine leichte Farbschattierung, die von Schwankungen im Sondenstrom herrühren. Bemerkenswert ist auch der räumliche Eindruck der Struktur.

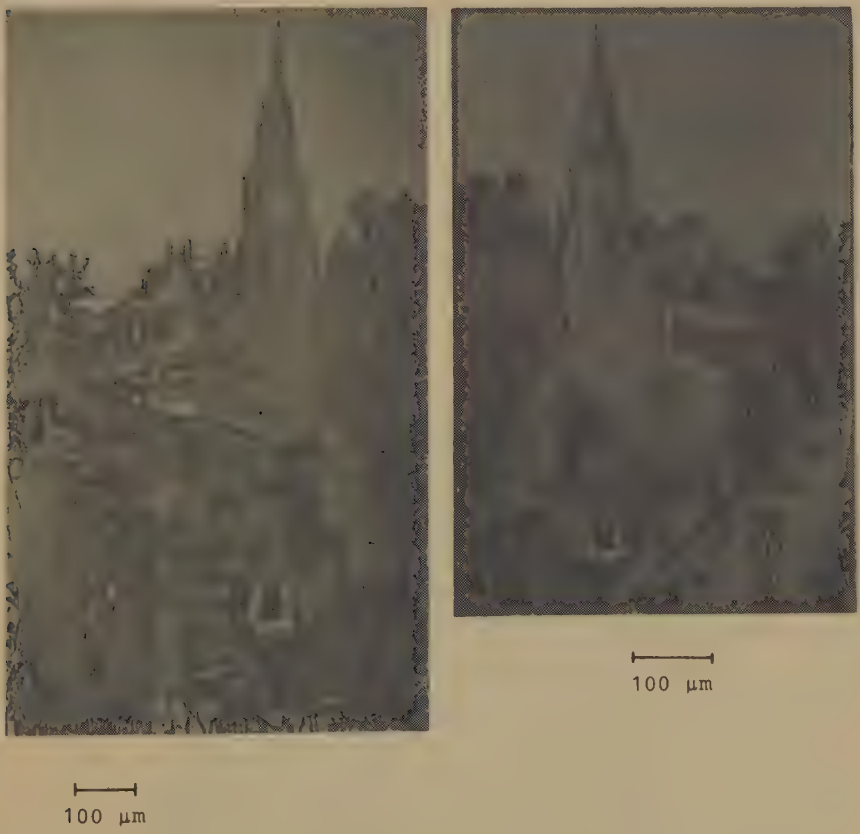


Abb. 44: Farbfotografie zweier in Kollodium belichteten Strukturen mit einer Kantenlänge von 686 µm x 1180 µm bzw. 509 µm x 769 µm

a

20 µm

b

10 µm

c

20 µm

Abb. 45 a-c: Ausschnittsvergrößerungen der belichteten Struktur

Abb. 45 a-c zeigt als Ausschnittsvergrößerungen die Kirchturmspitze (a), einen Baum (c) und das Gartentor (b) am linken unteren Bildrand. Die Struktur ist von einem ca. 3 µm breiten Saum umgeben, der von am Festkörper gestreuten Elektronen herrührt (Proximity-Effekt). Die feinsten Strukturen im linken Pfeiler des Gartentores, die nur wenige 100 nm breit sind, werden sauber gezeichnet. Damit konnte gezeigt werden, daß mit dem Elektronenschreiber Strukturen im Sub-µm-Bereich aufgezeichnet werden können. Die Stabilität des Systems gestattet Belichtungszeiten von 30 min und länger. Der Betrieb einer Zr-O-W-Kathode erwies sich als unproblematisch, erwähnenswert ist besonders die lange Lebensdauer des Emitters.

13. VERFAHREN ZUR HERSTELLUNG VON DÜNNSCHICHTBLENDEN

Dünnschichtblenden kommen in der Elektronenoptik eine besondere Bedeutung zu. Neben einem sauberen, kreisrunden Rand muß zur genauen Aperturbegrenzung oft eine Blende mit definiertem Durchmesser zur Verfügung stehen. Mit Hilfe eines Ionenätzverfahrens lassen sich diese beiden Forderungen erfüllen. Über einen Träger wird eine dünne Folie gespannt. Als Ätzmaske dient eine Platinblende, die in möglichst kleinem Abstand von der Folie angebracht wird. Das reaktive Ionenätzen erfolgt in der für die Ätzung von Kohlenstoffspitzen aufgebauten Ionenätzanlage [33].

Ein Teil der bei einem Sauerstoffpartialdruck von p_{O_2} = 0,4 Pa in einer Gasentladung erzeugten Sauerstoffionen treffen durch die Vorlagenblende auf die Folie, wobei eine flüchtige Reaktionsverbindung entsteht, was zu einer allmählichen Abtragung der Folie führt.

Da sich glatte organische Trägerfolien (PMMA, Kollodium) leichter herstellen lassen als Kohlefolien, wurden zunächst Doppelfolien (PMMA auf Kohle) verwendet. Zur Verstärkung der Trägerfolien und um eine gute Leitfähigkeit zu erreichen, werden die geätzten Folien noch mit Gold bedampft. Dünnschichtblenden mit organischen Trägerfolien erwiesen sich jedoch im elektronenoptischen Betrieb als ungeeignet. Durch den starken Elektronenbeschuß wird das PMMA zerstört, was zu einer Ablösung der leitenden Goldschicht führt (Abb. 47a). Dies ist in Abb. 46 schematisch dargestellt.

Die Kontamination an der freiliegenden, nicht leitenden PMMA-Schicht bewirkt ein allmähliches Zuwachsen der Blende (Abb. 47b).

In Abb. 47b ist der graue Kontaminationsring deutlich erkennbar.

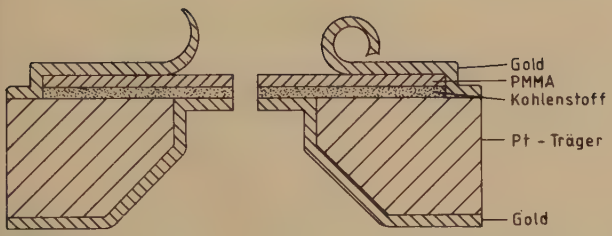


Abb. 46:
Schematische Darstellung der Ablösung der Goldschicht

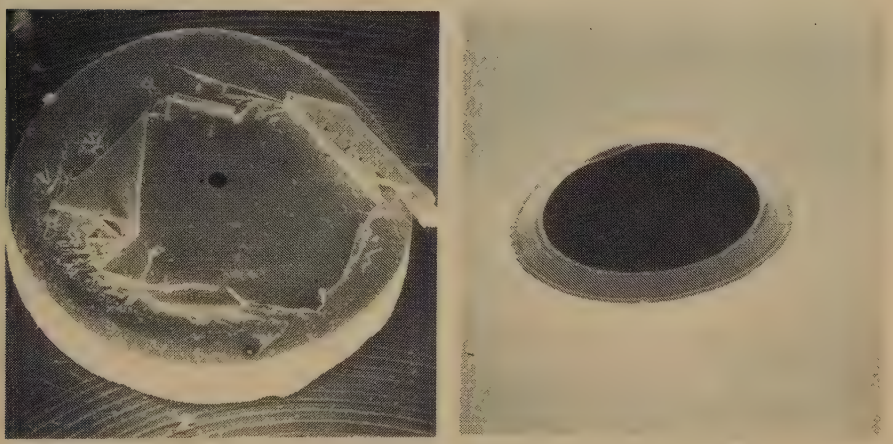


Abb. 47a-b: Durch Elektronenbeschuß zerstörte Dünnschichtblende auf PMMA-Folie*

* Diese beiden Aufnahmen verdanke ich Herrn Dipl. Phys. P. Brauchle

Im folgenden wurden deshalb nur noch Kohlefolien verwendet. Die rastermikroskopischen Aufnahmen dieser Löcher zeigen allerdings einen gezackten, aufgeworfenen Rand, vermutlich verursacht durch ein Reißen der abgedünnten Kohlefolie (Abb. 48a). Durch den relativ großen Abstand von Vorlagenblende und Folie von einigen 1/10 mm und der großen Apertur des Ionenstrahls ergibt sich auch ein ausgeprägtes Kantenprofil (Abb. 48b).

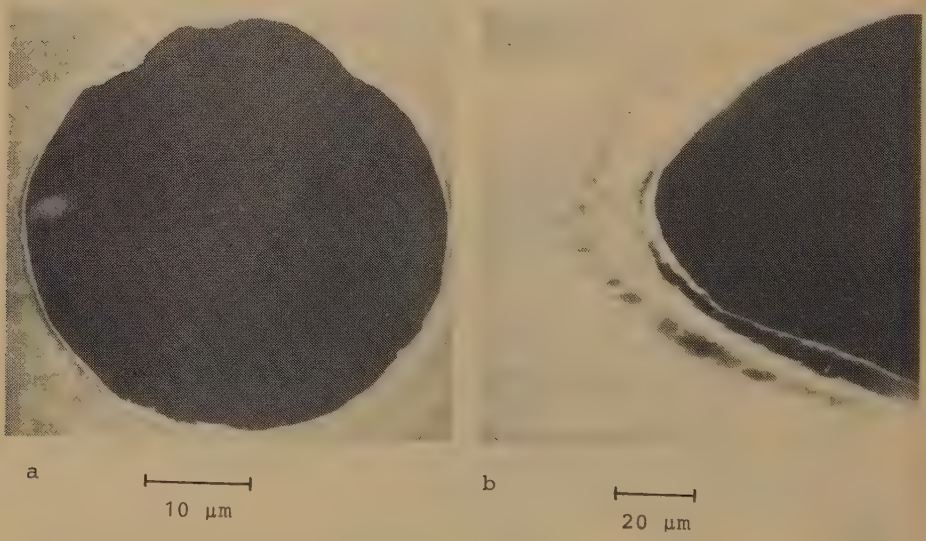


Abb. 48: Rastermikroskopische Aufnahmen von Löchern in einer freitragenden Kohlenstoffolie

Zur Unterstützung der Kohlefolie während des Ätzprozesses wurde deshalb von hinten ca. 50 nm Kupfer aufgedampft. Außerdem wurde der Abstand der Blende zur Folie minimiert. Da eine direkte Kontaktkopie oft zum Reißen der Kohlefolie führt, wurde ein 10 µm dickes Titanringchen als Abstandshalter gewählt. Nach der Ionenätzung wird in einer stark verdünnten Ätzlösung das aufgedampfte Kupfer wieder entfernt. Die Folie wird dann beidseitig mit Metall bedampft.

Wie in den rastermikroskopischen Aufnahmen erkennbar (Abb. 49a und b), lassen sich auf diese Weise schöne Ränder herstellen. Die Unrundheit wird durch die Neigung des Objekts im Rastermikroskop vorgetäuscht.

Bei längeren Ätzzeiten findet eine Unterätzung statt, die zu einer Vergrößerung des Blendendurchmessers führt. Somit ergibt sich die Möglichkeit, über die Ätzzeit definierte Blendendurchmesser einzustellen.

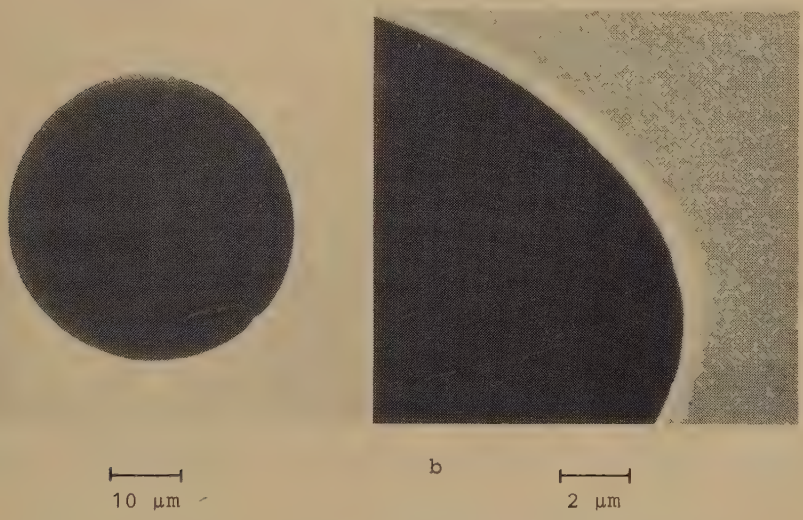


Abb. 49: Rastermikroskopische Aufnahmen einer während des Ätzprozesses unterstützten Dünnschichtblende

14. HERSTELLUNG UND ERPROBUNG VON ANISOTROP GEÄTZTEN BLENDEN UND KANTEN FÜR DIE ELEKTRONENOPTISCHE ANWENDUNG

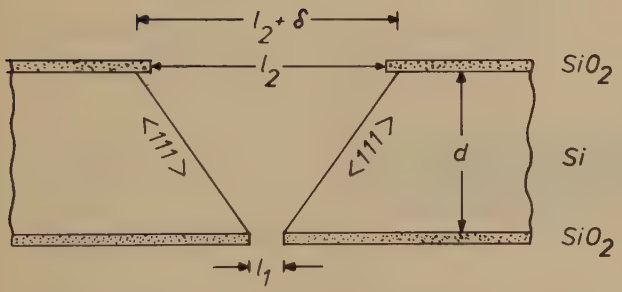
Bei Shaped-beam-Lithographiesystemen werden quadratische (rechteckige) Blenden mit scharfen Ecken und Kanten benötigt. Auch sind zur Messung von Sondenprofilen im nm-Bereich scharfe Kanten erforderlich, über die der Elektronenstrahl gerastert werden kann. Mit Hilfe eines anisotropen Ätzverfahrens lassen sich sehr feine Kanten erzeugen [34]. Das Verfahren beruht darauf, daß die Ätzgeschwindigkeit aus energetischen Gründen von der Kristallrichtung abhängt, so daß als resultierende Flächen, die in Richtung der geringsten Ätzgeschwindigkeit stehen bleiben. Bei einem <100>-orientierten Si-Einkristall sind dies die (111)-Flächen. Unabhängig von der Form der Ätzmaske entstehen bei entsprechender Dicke des Einkristalls rechteckige Trichter. Sehr praktisch ist deshalb eine Kreismaske, da eine Orientierung zur Kristallrichtung nicht erforderlich ist, und die (111)-Fläche nur tangential berührt wird, so daß die Rauhigkeit des Randes der Maske nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die absolute Differenz der Radien r_1 und r_2 in <111>-Richtung bestimmt allerdings die Differenz der Kantenlänge des resultierenden Rechtecks. Für eine quadratische Blende muß diese Differenz gleich Null sein.

Ein beidseitig polierter, oxidierter Si-Wafer mit auf photolithographischer Weise hergestellten Oxidfenstern, wird in 30 % KOH-Lösung bei einer Temperatur von 70° C geätzt, wodurch in die Tiefe wandernde Ätztrichter entstehen. Der zwischen der (100)- und der (111)-Fläche eingeschlossene Winkel ψ beträgt $\psi = \text{arctg}\sqrt{2} = 54{,}7°$. Die Kantenlänge der resultierenden Öffnung l_1 errechnet sich bei einer Ausgangslänge von l_2 und einer Kristalldicke d zu (Abb. 51):

$$l_1 = l_2 + \delta - \sqrt{2}\, d$$

wobei δ die Ätzung in <111>-Richtung berücksichtigt, die allerdings nur 1/16 der in <100>-Richtung beträgt.

Die Zeit zum Durchätzen einer 400 µm dicken Si-Scheibe beträgt ca. 10 Stunden. Sie hängt etwas von der Geometrie der Oxidfenster ab.



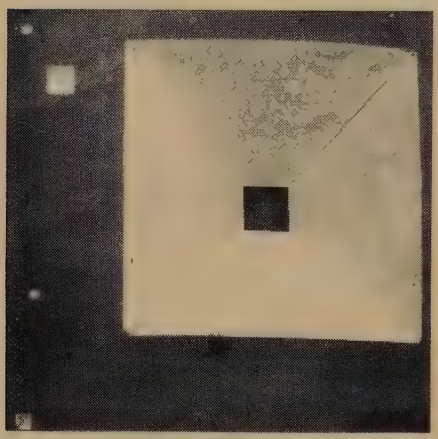
$$l_1 = l_2 + \delta - \sqrt{2} \cdot d$$

Abb. 51: Schematische Darstellung der Geometrie eines Ätztrichters

Abb. 52 zeigt einen Ätztrichter mit einer nahezu quadratischen Öffnung. Neben den gewünschten Trichtern entstehen durch pinholes in der maskierenden Oxidschicht zusätzliche Trichter.

Zum Schutz der Vorderseite während des Ätzprozesses kann die Si-Scheibe auf eine dünne Plexiglasscheibe mit einem Epoxykleber aufgeklebt werden. Da Plexiglas durchsichtig ist, kann das Durchätzen kontrolliert werden. Auch läßt sich die Plexiglasscheibe mit Aceton wieder leicht entfer-

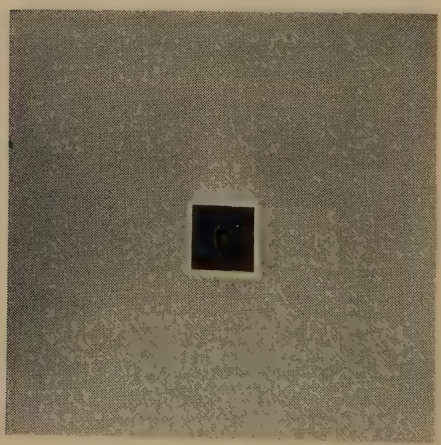
nen, ohne daß die Oxidschicht beschädigt wird, so daß anschließend durch ein Nachätzen in <111>-Richtung die gewünschte Kantenlänge des Quadrats hergestellt werden kann.



100 µm

Abb. 52:
Ätztrichter in einem 400 µm dicken Si-Einkristall

Abb. 53 zeigt eine ca. 10 x 10 μm^2-Blende. In der Umgebung der Blende sind keine unerwünschten Trichter vorhanden.



10 µm

Abb. 53:
Rastermikroskopische Aufnahme einer 10 x 10 μm^2-Blende

Die geätzten Kanten sind mechanisch sehr empfindlich und können deshalb nicht im Ultraschallbad gereinigt werden. Aufgrund der freien Valenzen an der Kante lagert sich auch sehr leicht Staub an, der elektrostatisch gebunden sich nur sehr schwer entfernen läßt. Zum Reinigen der Blenden empfiehlt sich deshalb ein kurzzeitiges Ausglühen mit anschließender HF-Ätzung zur Entfernung der Oxidschicht.

Für die elektronenoptische Anwendung sind die so hergestellten Kanten noch nicht geeignet, da sie für die Elektronen teilweise transparent sind. Die Kanten müssen deshalb zum Elektronenstrahl leicht geneigt werden [35], oder ca. 1 µm dick mit Metall bedampft werden. Da dicke Aufdampfschichten zu einer Verrundung der Kanten führen (Abb. 54a), empfiehlt sich eine rückseitige Bedampfung der Kante (Abb. 54b). Die Kantenrauhigkeit einer so hergestellten Kante liegt unter 5 nm.

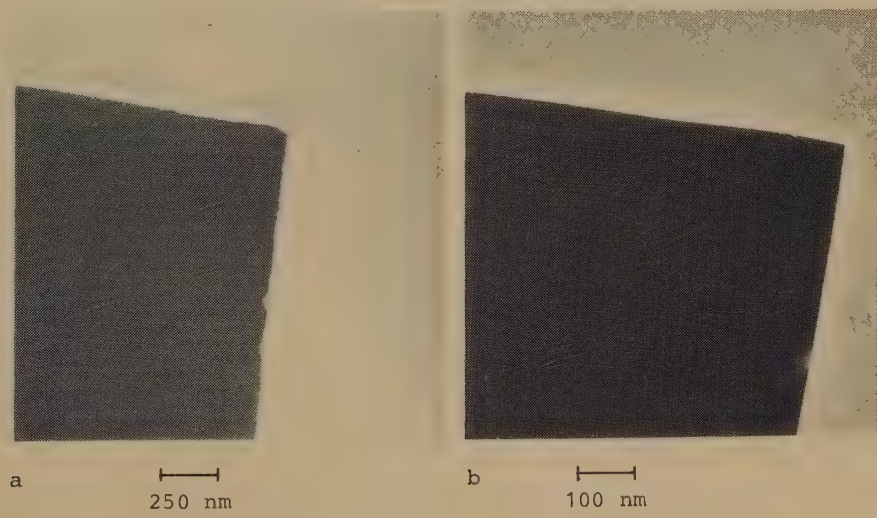


Abb. 54: Rastermikroskopische Aufnahme einer vorderseitig (a) und einer rückseitig (b) bedampften Si-Einkristallkante

15. HERSTELLUNG VON KONTAMINATIONSSPITZEN UND FREITRAGENDEN MIKROSTRUKTUREN MIT HILFE DES ELEKTRONENSTRAHLS

Schreibt man mit einem fein fokussierten Elektronenstrahl mit langsamer Geschwindigkeit über eine Kante, so wächst hinter der Elektronensonde ein Kontaminationssteg ins Freie [36]. Dieser Effekt kann unter anderem benutzt werden zur Herstellung freitragender Mikrogitter [37], oder zur Beseitigung von unerwünschten Löchern in einer Projektionsmaske für Lithographie-Systeme [38]. Hier soll untersucht werden, inwieweit sich mit diesem Verfahren Mehrfachfeldemissionsspitzen herstellen lassen. Die Kontaminationsfäden wurden in einem Stereoscan MKII der Firma Cambridge über eine anisotrop geätzte Si-Kante geschrieben, die zuvor metallisch bedampft wurde. Bei einem Sondenstrom von 10^{-10} A betrug die Schreibgeschwindigkeit ca. 5 nm/s. Mit der langsamsten Scan-Geschwindigkeit von 20 min ergaben sich somit Kontaminationsfäden von bis zu 5 µm Länge.

Abb. 55 a - d zeigt das Entstehen von fünf dicht benachbarten Spitzen. Die zuerst geschriebene Spitze (Abb. 55a) wird beim Schreiben einer zweiten Spitze durch die einseitige Anlagerung von Ölmolekülen verbreitert und seitlich zur neu geschriebenen Spitze hin geneigt (Abb. 55b). Ein auf der anderen Seite geschriebener Kontaminationssteg bewirkt eine weitere Verbreiterung (Abb. 55c) der mittleren Spitze, aber kein Zurückbiegen der Spitze. Setzt man in die Zwischenräume der drei Spitzen zwei weitere Spitzen, so findet zwar eine Verbreiterung der ursprünglich geschriebenen Spitzen statt, aber die Abschattung durch die mittlere Spitze verhindert eine Verbreiterung der Spitzen in den Zwischenräumen (Abb. 55d).

Um diese Effekte zu verhindern, darf der Abstand der einzelnen Spitzen nicht zu gering gewählt werden. Abb. 56 zeigt sechs nebeneinander stehende Spitzen im Abstand von 7 µm. Es ist weder eine Verbreiterung der Fäden noch eine seitliche Neigung der Spitzen erkennbar.

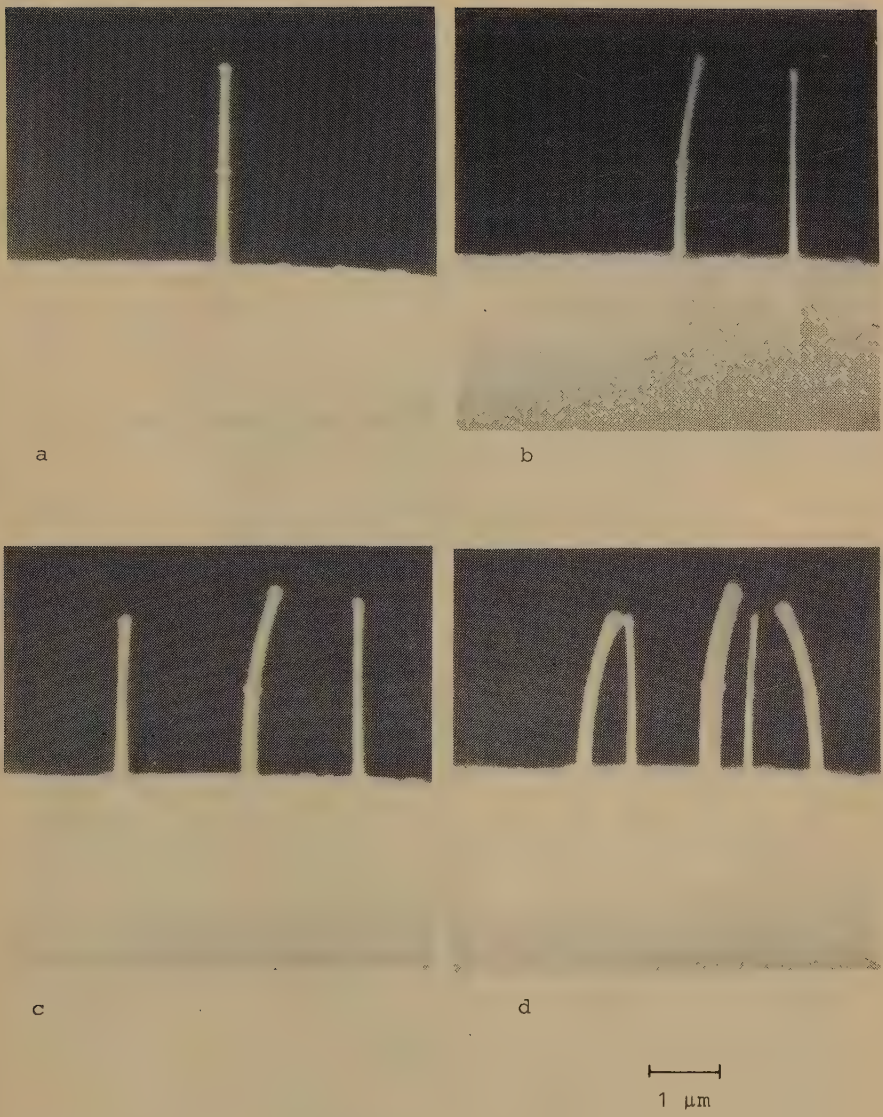


Abb. 55a-d: Entstehung von 5 dicht benachbarten Kontaminationsspitzen

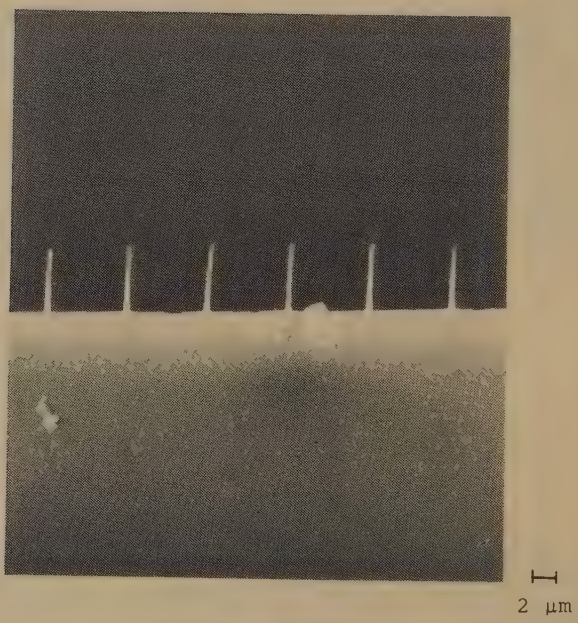


Abb. 56: Anordnung von 6 Kontaminationsspitzen im Abstand von 7 µm

Die Spitzen haben eine Länge von 6 µm und eine Breite von ca. 250 nm.

Der prinzipielle Vorteil von so hergestellten Spitzen besteht darin, daß durch eine getrennte Spannungszuführung der einzelnen Spitzen eine individuelle Ansteuerung möglich ist. Da die Spitzen auf Si-Kanten geschrieben werden, ist die Isolierung und Verdrahtung der Spitzen in der bestens bekannten Si-Technologie durchführbar. Der Nachteil liegt in den langen Schreibzeiten von ca. 20 - 30 min für eine Spitze.

Neben der Verbreiterung und seitlichen Neigung der Kontaminationsfäden konnten noch folgende Effekte beobachtet werden:

- Die Breite der geschriebenen Fäden hängt von der Unterlage ab. Dies deutet darauf hin, daß die Nachlieferung der Ölmoleküle über die Oberfläche und nicht aus dem Vakuum erfolgt. Die Bindung der Ölmoleküle an die Oberfläche des Trägers bestimmt somit die Nachlieferung der Moleküle.

- Bei hohem elektrischem Widerstand der Fäden kann sich die Spitze stark aufladen, was zu Überschlägen und damit zu einer Zerstörung der Spitzen führt (Abb. 57).

- Die Breite der Fäden in Richtung des Elektronenstrahls ist etwa 3 x so groß wie senkrecht zum Elektronenstrahl. In Längsrichtung findet auch oft eine Aufspaltung der Fäden statt (Abb. 57).

Abb. 57 demonstriert die beiden letztgenannten Effekte. Die linke Spitze wurde durch einen Überschlag zerstört und ist wie die mittlere Spitze in Längsrichtung aufgespalten.

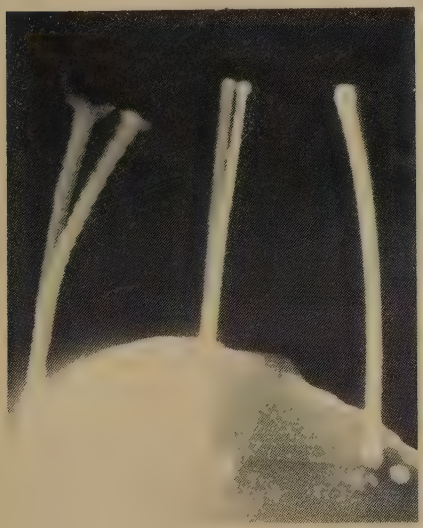


Abb. 57:
Demonstration zur Aufspaltung der Kontaminationsfäden in Längsrichtung und der Zerstörung einer Spitze durch einen Überschlag

Die Spitzen wurden rotierend mit Molybdän bedampft und in ein Feldemissionsstrahlerzeugungssystem eingebaut. Beim An-

legen eines elektrischen Feldes konnte nur eine kurzzeitige Emission beobachtet werden. Nach dem Ausbau stellte man fest, daß die Kante und die Spitzen durch Überschläge zerstört wurden.

Für die Überschläge kommen zwei Ursachen in Betracht:

- Mikrorauhigkeit der Kante
- Mangelnde Stabilität der Kontaminationsfäden

Die erste Ursache konnte durch die Präparation einer Kante mit kleiner Länge und zurückgezogenen flankierenden Seitenflächen weitgehend ausgeschlossen werden. Abb. 58 a + b zeigt die Draufsicht (a) und die Seitenansicht (b) eines anisotrop geätzten Trägers.

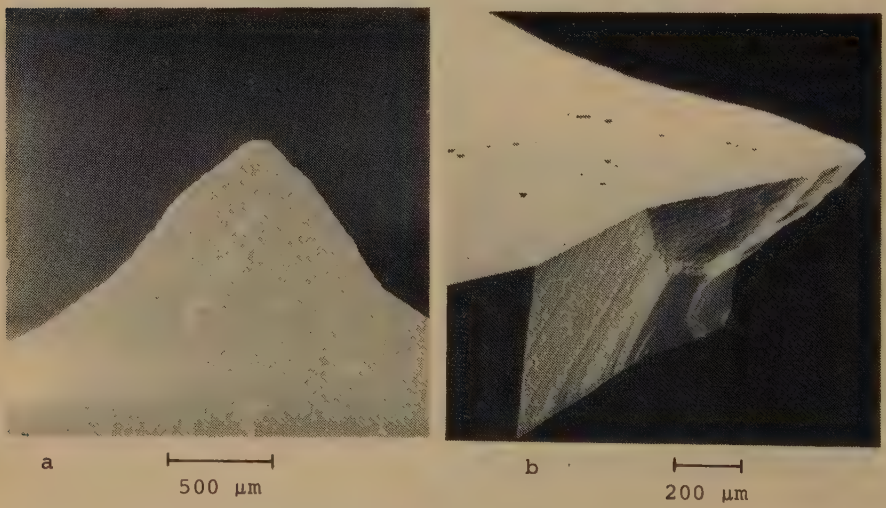


Abb. 58a+b: Draufsicht (a) und Seitenansicht (b) eines anisotrop geätzten Trägers für Kontaminationsspitzen

Die Schwierigkeit besteht darin, daß eine freistehende (111)-Fläche nicht stabil ist, so daß sie im Laufe der Zeit wegge-

ätzt wird. Der in Abb. 58b herausstehende Vorbau hat an seiner Spitze die (111)-Fläche. Da der Vorbau aus nicht stabilen Ätzflächen besteht, hat er eine rauhe Oberfläche, so daß sich ein gezackter Rand der Kanten seitlich von der Vorderkante nicht ganz vermeiden läßt.

Die mangelnde Stabilität der Kontaminationsspitzen in Richtung des Elektronenstrahls ist wohl hauptsächlich dafür verantwortlich, daß die auf diese Weise hergestellten Spitzen für die Feldemission nicht geeignet sind. Abb. 59 a + b zeigt die Draufsicht (a) auf ein Spitzentriplett und die Seitenansicht derselben Spitzen. Man erkennt, daß die Spitzen in Längsrichtung verbreitert und teilweise mehrfach aufgespalten sind.

Abb. 59a+b: Draufsicht (a) und Seitenansicht (b) eines Spitzentripletts

Zum Schluß soll noch gezeigt werden, daß es möglich ist, durch Kontamination einfache geometrische, freitragende Strukturen zu erzeugen. An einen Kontaminationssteg läßt sich ein weiterer Kontaminationssteg ansetzen.

Abb. 60 a - c zeigt einige Beispiele dafür.

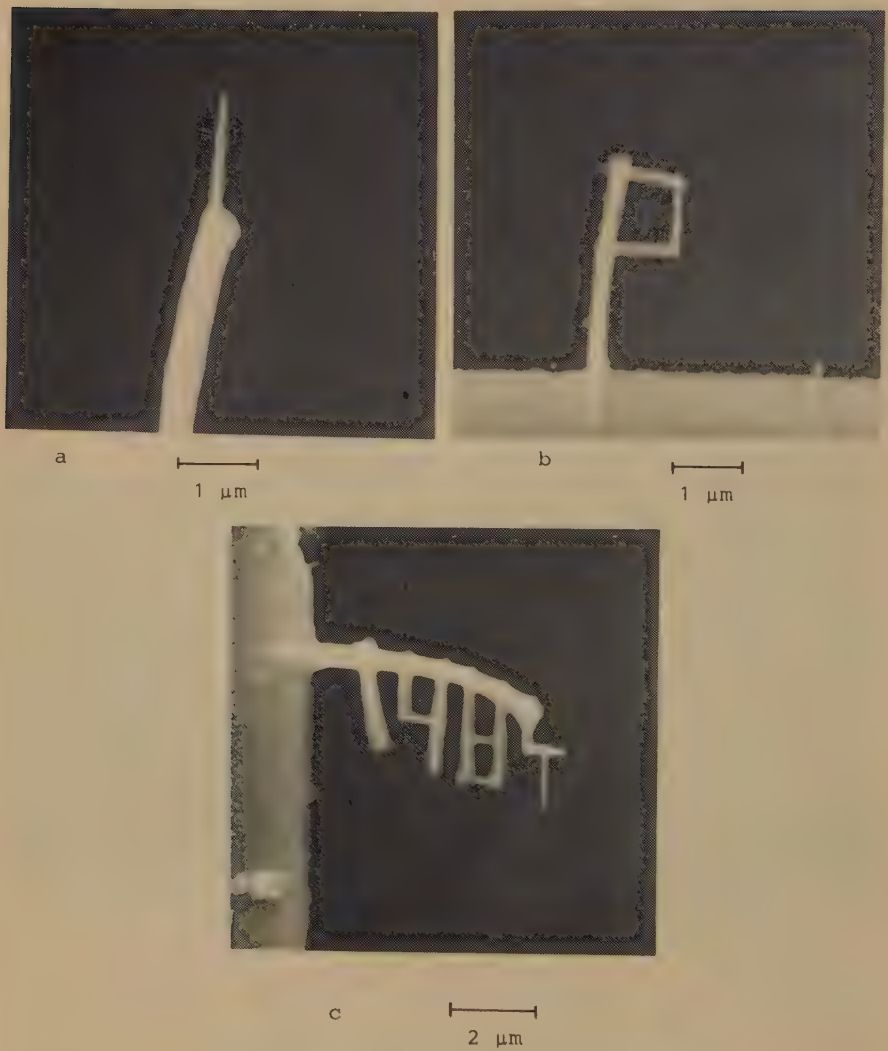


Abb. 60a-c: Beispiele für die Herstellung von freitragenden Mikrostrukturen mit Hilfe von Kontaminationsstegen

Abb. 60a zeigt eine Kontaminationsspitze, auf die eine feinere Spitze draufgesetzt wurde. In Abb. 60b wurden an einen Kontaminationssteg zwei Querstege geschrieben, die mit einem Längssteg verbunden wurden. Abb. 60c zeigt die Zahl 1984, die an einen horizontalen Kontaminationssteg geschrieben wurde.

16. ZUSAMMENFASSUNG

Ein Elektronenstrahlschreiber mit Feldemissionsstrahlerzeuger für 30 kV wurde konstruiert, aufgebaut und experimentell untersucht. Der Feldemissionsstrahlerzeuger beinhaltet eine UHV-dicht gekapselte Magnetlinse auf Hochspannungspotential, die den vorbeschleunigten Elektronenstrahl fokussiert, bevor er mit kleiner Apertur durch das Nachbeschleunigungssystem tritt, woraus eine Minimierung der Bildfehler des Strahlerzeugers resultiert. Mit Hilfe der eingebauten Kathodenverkippung läßt sich eine ausreichende Justierung erzielen, trotz einer zur Reduzierung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung eingebauten Dünnschichtaperturblende in der hinteren Brennebene der Magnetlinse. Mit einer Zr-O-W-Kathode im Niedertemperaturbetrieb (1200 - 1400 K) konnten bei einer Strahlerapertur von $\alpha_o = 10^{-2}$ rad stabile Sondenströme von einigen 10^{-7} A erreicht werden. Wie erwartet, ergibt sich der maximale Richtstrahlwert im paraxialen Bereich von $\beta = 8 \times 10^7$ A/cm²sr bei einer Quellenbildlage im Beschleunigungsfeld. Bei einem Sondenstrom von $I_s = 10^{-8}$ A wurde ein Radius der virtuellen Quelle der Zr-O-W-Kathode von $\rho_o = 17$ nm gemessen. Für Sondenströme im Bereich von 3×10^{-8} A bis 7×10^{-8} A ist der paraxiale Richtstrahlwert β nahezu konstant und beträgt ca. 8×10^7 A/cm²sr. Für höhere Sondenströme verursacht die Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Strahl ein starkes Anwachsen der Quellengröße und damit ein rasches Absinken des Richtstrahlwerts. Der bei einem Strom von $I = 3 \times 10^{-7}$ A gemessene Quellendurchmesser im Beschleunigungsfeld war mit $\rho = 1{,}9$ µm 6,8 mal so groß wie bei einem Strom von $I = 10^{-8}$ A. Eine Reduzierung der Quellenverbreiterung kann bei der Verwendung von runderen Spitzen erwartet werden.

Aus den verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten wurde für das in dieser Arbeit untersuchte Hochstrom-Feldemissionssystem die Erprobung in einem Elektronenstrahlschreiber ausgewählt. Für den Elektronenstrahlschreiber wurde dabei ein elektronenoptisch einfacher Aufbau gewählt. Er besteht aus einer

Verkleinerungslinse, die das Quellenbild im Beschleunigungsfeld des Strahlerzeugers 8,6fach verkleinert auf das Substrat abbildet. Ein Ablenksystem in der vorderen Brennebene der Verkleinerungslinse rastert den Elektronenstrahl über den Wafer. Die Dunkeltastung erfolgt mit Hilfe zweier Dunkeltastplatten. Zur Ansteuerung des Elektronenstrahlschreibers wurde die Analogsteuerung von Greschner und Speidel verwendet. Je ein Detektor für reflektierte und transmittierte Elektronen dient zur Scharfstellung und Astigmatismuskorrektur. Mit dem Elektronenstrahlschreiber konnte auf Anhieb eine Linienzahl von 12500 erreicht werden. Bei der Verwendung einer zusätzlichen Fokussierungsspule zur dynamischen Korrektur der Bildfeldwölbung läßt sich die Linienzahl auf über 20000 steigern. Anhand einer direkt in Kollodium belichteten Aufzeichnung einer Tübinger Stadtansicht konnte das axiale Auflösungsvermögen und die Stabilität des Mikroschreibers gezeigt werden. Strukturen von nur wenigen 100 nm sind sauber aufgelöst. Belichtungszeiten von 30 min und länger sind möglich.

Durch reaktives Ionenätzen wurden Dünnschichtblenden mit definiertem Durchmesser hergestellt.

Mit Hilfe eines anisotropen Ätzverfahrens konnten in einem Si-Einkristall quadratische Blenden für ein Shaped-beam-Lithographiesystem und scharfe Kanten für die Messung von Sondenprofilen im nm-Bereich hergestellt werden.

Die Eignung von Kontaminationsfäden für Multi-Feldemissionsspitzen wurde untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß unter den bisher verwendeten Herstellungsbedingungen die mangelnde Stabilität der Fäden in Strahlrichtung keine Feldemission zuläßt. Durch Aneinandersetzen von Kontaminationsstegen konnten einfache freitragende Strukturen von wenigen 100 nm erzeugt werden.

17. LITERATURVERZEICHNIS

[1] D. Kern, Dissertation Tübingen, 1978

[2] A.V. Crewe, D.N. Eggenberger, J. Wall and J.M. Welter, Rev. Sci. Instr. 39 (1968), 576

[3] L.H. Veneklasen und B.M. Siegel, J. Appl. Phys. 43 (1972), 4989

[4] J.R.A. Cleaver, Optik 52 (1978), 293

[5] J.A. Veneables and G.D. Archer, Proc. 7th Eur. Cong. EM 54 (1980)

[6] H.P. Kuo, Ph.D. Thesis, Cornell University, 1976

[7] M. Troyon, Optik 52 (1978), 401

[8] I.L. Sokolovskaia, Soviet Phys.-Techn. Phys. 26 (1956), 1147

[9] R. Speidel, D. Kurz, Optik 49 (1977), 173

[10] L.H. Veneklasen and B.M. Siegel, J. Appl. Phys. 43 (1972), 1600

[11] L.W. Swanson and N.A. Martin, J. Appl. Phys. 46 (1975), 2029

[12] L.W. Swanson and D. Tuggle, Appl. Surf. Sci. 8 (1981), 185

[13] M. Eupper, Diplomarbeit Tübingen, 1977

[14] R. Speidel, G. Benner, Proc. 10th Cong. EM, 1982

[15] R. Speidel, D. Kurz, K.-H. Gaukler, Optik 54 (1979), 257

[16] J. Teubner, Diplomarbeit Tübingen, 1977

[17] R. Speidel, P. Brauchle, B. Kramer, U. Schwab, Optik, z.Zt. im Druck

[18] J. Kelly, T.R. Groves, H.P. Kuo, Hewl.-Pack. J., May 1981, 14

[19] E. Goto, T. Soma, M. Idesawa and T. Sasaki, Proc. 8. Intern. Conf. Electr. Ion Beam Sci Techn., Seattle 1978, 135

[20] A.V. Crewe, Optik 52 (1978/79), 337

[21] J. Munro, J. Vac. Sci. Technol. 12 (6) (1975), 1146

[22] H.C. Pfeiffer, J. Vac. Sci. Technol. 12 (6) (1975), 1170

[23] R. Speidel, G. Kilger and E. Kasper, Optik 54 (1979/80), 433

[24] J. Kuhm, Diplomarbeit Tübingen, 1981

[25] J. Kramer, J. Appl. Phys. 18 (1968), 1815

[26] V.K. Zworykin, G.A. Morton, Television, Chapman & Hall, London 1954

[27] E. Kasper, Theoretische Elektronenoptik, Vorl. Uni. Tübingen, WS 78/79

[28] M. Mayr, Dissertation Tübingen, 1980

[29] J. Greschner, R. Speidel, Optik 45 (1976), 281

[30] J. Greschner, Dissertation Tübingen, 1975

[31] J. Kelly, T.R. Groves and H.P. Kuo, J. Vac. Sci. Techn. 19 (4) (1981), 936

[32] H.C. Pfeifer and G.O. Langner, J. Vac. Sci. Technol. 19 (4) (1981), 1058

[33] R. Speidel, U. Behringer, P. Brauchle und W. Franz, Optik 67 (1984), 47

[34] U. Behringer, Dissertation Tübingen, 1981

[35] S.A. Rishton, S.C. Beaumont and C.D.W. Wilkenson, J. Phys. E: Sci. Instrum. 17 (1984), 296

[36] R.F.W. Pease, W.C. Nixon, Proc. I. Intern. Conf. Electr. Ion Beam Sci. Techn. 1965, 200

[37] J.P. Martin und R. Speidel, Optik 36 (1972), 13

[38] U.F.W. Behringer, P. Vettinger, R. Speidel, G. Benner, Proc, Micr. Circ. Eng. 1984, Berlin

Danksagung

Herrn Prof. Dr. R. Speidel möchte ich sehr herzlich für die Anregung und die stetige Förderung dieser Arbeit und für die vielen Hinweise danken. Herrn Prof. Dr. G. Möllenstedt und Herrn Prof. Dr. K.-H. Herrmann danke ich sehr für ihr förderliches Interesse.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. E. Kasper für die Zurverfügungstellung von Linsenprogrammen und bei Herrn Dr. M. Eupper für die numerische Berechnung des Strahlerzeugers.

Allen Kollegen bin ich für hilfreiche Diskussionen und Tips dankbar.

Weiterhin sei allen technischen Mitarbeitern des Instituts, insbesondere der mechanischen Werkstatt, für die Präzision bei der Ausführung der Arbeiten gedankt.

Das Bundesministerium für Forschung und Technologie ermöglichte diese Arbeit durch dankenswerte personelle und apparative Unterstützung.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten:

Baumann, Becker, Dähn, Dittrich, Gönnenwein, Herrmann, Hewers, Kasper, Krüger, Lenz, Lindner, Mack, Mertens, Möllenstedt, Mühleisen, Schief, Sommer, Speidel, Staudt, Stumpf, Wildermuth.

LEBENSLAUF

28.07.1951	geboren in Kirchheim/Teck Eltern: Eugen Benner, Kaufmann Liddi Benner, geb. Ehmann
18.10.1979	Eheschließung mit Monika Klein
27.07.1984	Geburt der Tochter Maike
1958	Eintritt in die Grundschule Wendlingen
1963 - 1968	Besuch der Realschule Wendlingen mit Abschluß der Mittleren Reife
1968 - 1971	Besuch des Wirtschaftsgymnasiums in Nürtingen
30.06.1971	Reifeprüfung
1971 - 1972	Grundwehrdienst
1972	Beginn des Physikstudiums an der Universität Tübingen
21.05.1979	Diplomhauptprüfung an der Universität Tübingen. Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik unter Anleitung von Prof. Dr. Speidel: "Magnetische Minilinse für ein Feldemissions-Strahlerzeugungssystem"
1979 - 1984	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen. Arbeit an der vorliegenden Dissertation: "Elektronenstrahlschreiber mit Feldemissionskathode" bei Prof. Dr. Speidel
01.03.1985	Eintritt in die Firma Carl Zeiss, Oberkochen

Offsetdruck Spengler
Lessingstraße 4 · 7401 Neustetten 1
Telefon (0 74 72) 2 21 45